MESSUNG DER POLARISIERBARKEIT VON AR^+-, KR^+- UND XE^+-IONEN AN EINEM STOSSWELLENROHR

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Düsseldorf

vorgelegt von
Horst Ferfers
aus Neuss

Düsseldorf 1980

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41543910_0036

MESSUNG DER POLARISIERBARKEIT VON AR^+-, KR^+- UND XE^+-IONEN AN EINEM STOSSWELLENROHR

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Düsseldorf

vorgelegt von
Horst Ferfers
aus Neuss

Düsseldorf 1980

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

1. Berichterstatter: Prof. Dr. D. Meiners
2. Berichterstatter: Prof. Dr. J. Uhlenbusch
Tag der mündlichen Prüfung: 20. Juni 1980

Inhaltsverzeichnis

		Seite
1.	Einleitung	1
2.	Prinzip und Aufbau des Stoßwellenrohres	5
3.	Plasmaparameter-Bestimmung	11
3.1.	Methode der Zweiwellenlängen-Interferometrie	11
3.2.	Prinzip des Zweiwellenlängen-Michelson-Interferometers mit Zweiphasendetektion	19
3.3.	Experimenteller Aufbau	22
	3.3.1. Michelson-Interferometer	22
	3.3.2. Vierkanalige Transienten-Rekorder-Registrierung	29
3.4.	Auswertung der Interferometersignale	32
3.5.	Bestimmung der Elektronendichte	38
3.6.	Bestimmung der Neutralteilchendichte	40
4.	Bestimmung der Ionenpolarisierbarkeit	46
4.1.	Ergebnisse	46
4.2.	Vergleich mit den Werten anderer Autoren	57
5.	Zusammenfassung	64
	Literaturverzeichnis	66
	Anhang: Rechnerprogramm	71
	Dank	
	Lebenslauf	

1. Einleitung

Mit der wachsenden wissenschaftlichen und technischen Bedeutung der Plasmaphysik ist eine stürmische Entwicklung der Plasmadiagnostik einhergegangen. Sowohl neue Methoden wurden entwickelt als auch größere Genauigkeit gefordert. Aus der Vielzahl von Meßmethoden zur Plasmadiagnostik (s. z.B. /1/) haben die spektroskopischen und interferometrischen Methoden den großen Vorteil, die Plasmaparameter ohne Störung des Meßobjektes ermitteln zu können.

Die interferometrischen Methoden zeichnen sich dadurch aus, daß die Dichten der Plasmakomponenten unabhängig von der Voraussetzung des lokalen thermodynamischen Gleichgewichts (LTE) bestimmt werden können. Eine spezielle Methode zur Bestimmung der Elektronendichte und Neutralteilchendichte in einem teilweise einfach ionisierten Plasma ist die Zweiwellenlängen-Interferometrie /2, 3, 4, 5, 6, 7, 8/. Sie basiert auf der unterschiedlichen Abhängigkeit des Brechungsindex der verschiedenen Komponenten eines Plasmas von der Wellenlänge /9/ und ermöglicht es, mit Hilfe von Refraktivitätsmessungen bei zwei Wellenlängen die Elektronendichte und die Neutralteilchendichte zu bestimmen. Für die Anwendung dieser Methode müssen die Polarisierbarkeiten aller Plasmakomponenten bekannt sein. Für die meisten neutralen Atome im Grundzustand stehen sowohl experimentell gemessene als auch theoretisch berechnete Polarisierbarkeiten zur Verfügung, so auch für die in dieser Arbeit untersuchten schweren Edelgase Argon, Krypton und Xenon /10/[1)]. Verläßliche Werte für die Ionenpolarisierbarkeit dieser Gase liegen dagegen bisher nicht vor. Lediglich für Argon gibt es einen experimentell ermittelten Wert von Bristow /4/. Er erhält für den Quotienten aus Ionenpolarisierbarkeit und Atompolarisierbarkeit den Wert 0,65. Dieser Wert

---

1) Eine umfassende Zusammenstellung bis 1970 von experimentellen und theoretischen Daten über Polarisierbarkeiten von neutralen Atomen gibt /49/.

ist zwar in befriedigender Übereinstimmung mit Daten der Theoretiker, die für diesen Quotienten Werte zwischen 0,5 und 0,72 errechnen, doch weichen deren absolute Werte für die Atompolarisierbarkeit stark voneinander ab und differieren um bis zu 50 % von den experimentellen Werten[1]. Für die beiden anderen hier untersuchten Edelgase Krypton und Xenon stehen bisher ausschließlich theoretische Berechnungen der Ionenpolarisierbarkeit zur Verfügung /11, 12, 13, 14/. Die Unsicherheit, mit der diese Werte behaftet sind, dürfte in der gleichen Größenordnung wie die entsprechenden theoretischen Werte bei Argon liegen. Zur Klärung der Situation erscheint es angezeigt, die Ionenpolarisierbarkeit der Edelgase experimentell zu bestimmen.

Ziel dieser Arbeit ist daher erstens eine experimentelle Überprüfung des von Bristow /4/ gemessenen Wertes für Argon, und zweitens eine erstmalige Bestimmung der Ionenpolarisierbarkeit der Edelgase Krypton und Xenon. Diese Messungen erfordern neben sehr genauen Refraktivitätsmessungen auch sehr genaue Bestimmungen der Elektronen- und Neutralteilchendichte. Die Untersuchungen, über die in dieser Arbeit berichtet wird, wurden an einem Plasma durchgeführt, das in einem Stoßwellenrohr erzeugt wurde. Der Vorteil dieser Plasmen liegt in deren Homogenität auf Beobachtungsstrahlen senkrecht zur Rohrachse und in der Berechenbarkeit der thermodynamischen Zustandsgrößen mit Hilfe der Rankine-Hugoniot-Gleichungen begründet. Nachteile dieser Plasmen sind deren Instationarität und schlechte Reproduzierbarkeit.

---

1) Eine detaillierte Zusammenstellung und Erläuterung von Werten der Atom- und Ionenpolarisierbarkeit von Argon, Krypton und Xenon findet sich in Kap. 4.2. in Tab. 7

Die von der zu messenden Ionenpolarisierbarkeit unabhängige Bestimmung der Elektronendichte wird mit Hilfe von Refraktivitätsmessungen mit einem modifizierten Zweiwellenlängen-Michelson-Interferometer nach Meiners und Weiss /5/ durchgeführt. Diese Version des Interferometers, welche mit photoelektrischer Detektion arbeitet, zeichnet sich dadurch aus, daß durch Ausnutzen der Polarisation des zur Interferometerbeleuchtung dienenden Laserlichts bei jeder der beiden Wellenlängen zwei um 90^{o} phasenverschobene Interferenzsignale erzeugt werden. Aus simultanen Intensitätsmessungen bei diesen zwei Phasen kann der zeitliche Verlauf der Plasmarefraktivität sehr genau bestimmt werden.

Die Neutralteilchendichte könnte bei Kenntnis der Ionenpolarisierbarkeit in gleicher Weise wie die Elektronendichte bestimmt werden. Dies ist jedoch derzeit nicht möglich, da - wie oben erwähnt - außer für Argon keine experimentellen Daten für die Ionenpolarisierbarkeit vorliegen und die theoretischen Werte mit einer großen Unsicherheit behaftet sind.

Hieraus ergab sich die Grundidee zu dieser Arbeit, daß nämlich die Ionenpolarisierbarkeit aus den Refraktivitätsmessungen bei zwei Wellenlängen bestimmt werden soll, wobei die benötigte Neutralteilchendichte auf eine andere Weise ermittelt werden muß. Bei Stoßwellenplasmen ist diese Bestimmung der Neutralteilchendichte mit Hilfe der Erhaltungssätze für Masse, Impuls und Energie in Verbindung mit den thermischen und kalorischen Zustandsgleichungen möglich. Das sich ergebende Gleichungssystem (Rankine-Hugoniot-Gleichungen) beschreibt den Zustand hinter einer Stoßfront eindeutig. Dieser kann bei Kenntnis der Zustandsgrößen vor der Stoßfront und zusätzlicher Messung einer einzigen weiteren Größe elementar berechnet werden. Diese weitere Meßgröße ist in vielen Fällen /4, 8, 15/ die Stoßfrontgeschwindigkeit. In der vorliegenden Arbeit wird dagegen als zusätzliche Information die experi-

mentell ermittelte Elektronendichte benutzt, weil so die Neutralteilchendichte genauer bestimmt werden kann.

Mit der so ermittelten Neutralteilchendichte wird schließlich aus den Refraktivitätsmessungen die Ionenpolarisierbarkeit bestimmt. Es werden Werte für Argon, Krypton und Xenon angegeben, die mit Daten von Bristow /4/ und den theoretisch berechneten Werten verglichen werden.

2. Prinzip und Aufbau des Stoßwellenrohres

Gegenstand der Untersuchungen sind Edelgasplasmen, die in einem Membranstoßwellenrohr mit elektrisch aufheizbarem Treiber erzeugt werden. Diese Plasmen zeichnen sich gegenüber anderen Plasmen (Lichtbögen, Pinchentladungen) durch ihre gute Homogenität quer zur Strömungsrichtung aus, wenn man von der Ausbildung sehr dünner Wandgrenzschichten[1] absieht.
Zahlreiche Publikationen /16, 17, 18, 19/ enthalten eine ausführliche Beschreibung von Theorie und Anwendung eines Stoßrohres, so daß an dieser Stelle hierauf nur kurz eingegangen wird.

Den schematischen Aufbau der Anlage[2] zeigt Abb. 1. Das verwendete Stoßwellenrohr besteht aus einem 6,5 m langen Rohr, das zunächst durch eine vorgeritzte Aluminiummembran von 400 µm Dicke in zwei Abschnitte unterteilt ist, den Hoch- und den Niederdruckteil. Der zylindrische Hochdruckteil ist aus Stahl gefertigt und besitzt einen Innendurchmesser von 75 mm und eine Länge von 400 mm. Sein Innenmantel besteht aus Keramik. Der ca. 6 m lange Aluminiumniederdruckteil hat einen inneren Querschnitt von 52 x 52 mm^2. Der zuvor auf einige 10^{-2} mbar evakuierte Hochdruckteil HD wird mit 2,5 ... 5,5 bar Wasserstoffüllung betrieben. Der Niederdruckteil wird vor dem Einlassen des Testgases Ar, Kr oder

---

1) Rybach /20/ gibt für die mit einem holographischen Interferenzverfahren gemessene Wandgrenzschicht bei dem hier verwendeten Stoßrohr einen Wert <1 mm an.

2) Diese Anlage, die der Autor gemäß der geänderten Aufgabenstellung modifizierte, wurde im wesentlichen von Klein /21/ aufgebaut.

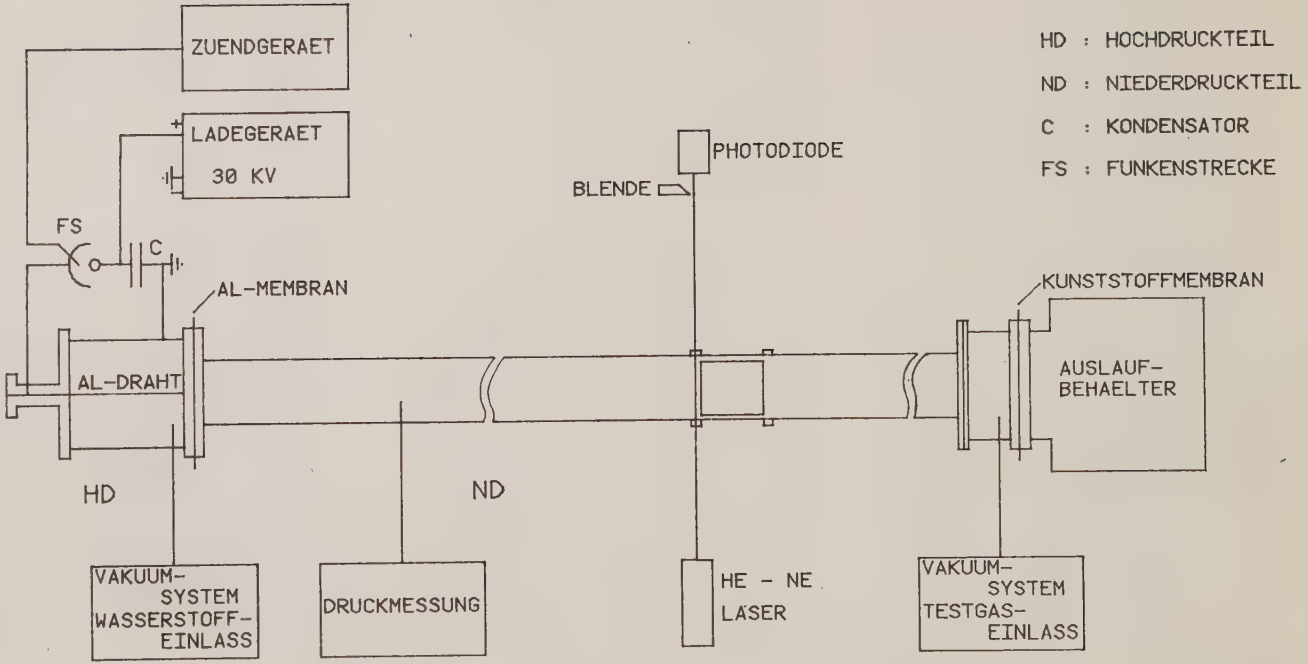


Abb. 1: Schematischer Aufbau der Stoßrohranlage

Xe[1] mit einer Öldiffusionspumpe[2] bis auf einen Restgasdruck von einigen 10^{-4} mbar evakuiert. Erst eine Minute vor Beginn des Experiments wird das Gas in den Niederdruckteil eingelassen. Durch diese Maßnahme wird die Zeit, in der das Rohr nicht abgepumpt wird, möglichst klein gehalten, und der Partialdruck der Verunreinigung liegt dadurch bei der Durchführung des Experiments unter 10^{-3} mbar[3].

Zur Erzeugung starker Stoßwellen wird das Treibergas elektrisch aufgeheizt. Dazu ist in den Hochdruckteil ein Aluminiumdraht von 100 µm Ø eingespannt, über den zu Beginn des Experimentes eine Kondensatorbatterie mit 10 parallel geschalteten Kondensatoren à 5 µF entladen wird. Die Ladespannung beträgt je nach Versuchsbedingungen zwischen 28 kV und 30 kV. Die mit der schnellen Aufheizung des Wasserstoffs verbundene Druckerhöhung bringt die Membran zum Platzen, so daß eine Diskontinuität von Druck, Dichte und Temperatur in Form einer ebenen, den gesamten Rohrquerschnitt erfüllenden Stoßwelle in den Niederdruckteil läuft. Erfaßt der sich mit Überschallgeschwindigkeit ausbreitende Kopf der Stoßwelle, die sogenannte Stoßfront, das ungestörte Gas, so wird es komprimiert und aufgeheizt. Da es sich bei einer Stoßwelle um ein hydrodynamisches Phänomen handelt, ist klar, daß zunächst einmal nur die Translationsenergie des Gases erhöht wird. In der auf die Stoßfront folgenden Nichtgleichgewichtszone, der

---

1) Argon 5.0 Reinheit 99,999 Vol. %
Krypton 4.0 " 99,99 "
Xenon 4.0 " 99,99 "

2) Öldiffusionspumpe Leybo Jet 170 mit Vorpumpe D4A von Leybold-Heraeus.

3) Der Testgasdruck wird mit einem Kapazitätsvakuummeter MKS Baratron 145 B H / 170 M 6 B gemessen.

sogenannten Relaxationszone, verteilt sich die Translationsenergie der neutralen Atome auf weitere Freiheitsgrade wie Anregung, Ionisation und Translation der Elektronen. Am Ende der Relaxationszone durchläuft die Elektronendichte ihr Maximum und das Plasma befindet sich von hier an im LTE. Im weiteren Verlauf wird dem Plasma durch Strahlung Energie entzogen. Diese Strahlungskühlung hat zur Folge, daß Temperatur und Elektronendichte nach Abschluß der Relaxation nicht konstant bleiben und bis zur Mediengrenze zwischen Treiber- und Testgas, der Kontaktfront, abnehmen. Die Abb. 2 zeigt schematisch den Dichte- und Temperaturverlauf in einer Stoßwelle in Edelgasen.

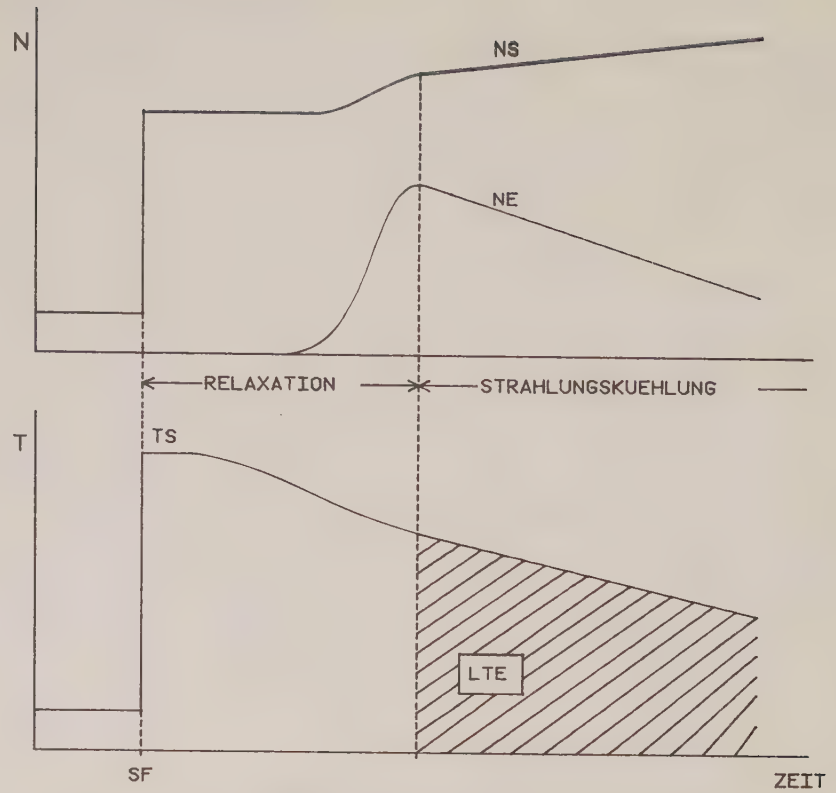
Die Beobachtung des Plasmas erfolgt etwa 300 cm von der Membran entfernt. Dort sind an zwei gegenüberliegenden Seiten des Rohres Quarzfenster[1)] eingepaßt, die mit der Rohrinnenseite fluchten. 90 mm vor und hinter der Beobachtungsstelle sind in die Ober- und Unterseite des Rohres Quarzfenster mit 10 mm Ø eingelassen, die es ermöglichen, mit einer Schlierenanordnung die Stoßfrontgeschwindigkeit zu messen.

Ein evakuierbarer Auffangbehälter schließt sich an den Niederdruckteil an und ist von diesem durch eine Kunststoffolie[2)] getrennt, die durch die anlaufende Stoßwelle zerstört wird. Dieser Auffangbehälter verhindert erstens, daß die Stoßwelle in das Labor ausströmt, und zweitens, daß nach dem Experiment bei höheren Treibgasdrücken in der Stoßrohranlage ein Oberdruck herrscht.

---

1) Vitreosil-Quarzglas 055 (65 x 65 x 8 mm^3)
Firma: Thermal Quarz-Schmelze, Wiesbaden.

2) Makrofol E, Dicke 300 µm.



N : TEILCHENDICHTE

NS : SCHWERTEILCHENDICHTE

NE : ELEKTRONENDICHTE

SF : STOSSFRONT

LTE: LOKALES THERMODYNAMISCHES GLEICHGEWICHT

T : TEMPERATUR

TS : TEMPERATUR DER SCHWERTEILCHEN

Abb. 2: Dichte- und Temperaturverlauf hinter einer starken Stoßwelle in Edelgasen

Tab. 1 zeigt den Plasmaparameterbereich, der mit dieser Anlage erzeugt werden konnte und in dem die Messungen ausgeführt wurden.

Tabelle 1: Plasmaparameterbereich

	Ar	Kr	Xe
N_e	$2{,}8 \times 10^{16}$ ... $1{,}1 \times 10^{17}$	$6{,}9 \times 10^{16}$ ... $2{,}8 \times 10^{17}$	$9{,}5 \times 10^{16}$ ... $2{,}9 \times 10^{17}$
N_a	$6{,}2 \times 10^{16}$ ... $1{,}6 \times 10^{18}$	$9{,}1 \times 10^{17}$ ... $2{,}7 \times 10^{18}$	$8{,}9 \times 10^{17}$ ... $2{,}8 \times 10^{18}$
T	11600 ... 13600	9900 ... 12500	8900 ... 11100
M	14 ... 25	12 ... 18	11 ... 17
p	0,5 ... 12	7 ... 20	5 ... 20

N_e : Elektronendichte in cm^{-3}
N_a : Neutralteilchendichte in cm^{-3}
T : Temperatur in K
M : Machzahl
p : Druck in mbar

3. Plasmaparameterbestimmung

3.1. Methode der Zweiwellenlängen-Interferometrie

Grundlage dieser Methode ist die Abhängigkeit des Brechungsindex eines Plasmas von der Wellenlänge λ und der Dichten der Plasmakomponenten. Die Herleitung der Formel, die diese Abhängigkeit beschreibt, findet sich in ausführlicher Darstellung in /22/ und soll hier nur kurz skizziert werden.

Bei der Wechselwirkung einer elektromagnetischen Welle mit einem Atom wird dieses polarisiert. Im folgenden wird angenommen, daß das elektrische Feld so schwach ist, daß nur lineare Effekte berücksichtigt zu werden brauchen, und daß die Wellenlänge groß gegen den Atomdurchmesser ist. In diesem Fall kann die resultierende Ladungsverteilung mit der klassischen Dispersionstheorie beschrieben werden. Für isotrope Medien, wie z.B. die hier untersuchten Edelgase, wird der Zusammenhang zwischen der im Atom wirkenden Feldstärke $\vec{E}'$ und dem induzierten elektrischen Moment $\vec{p}$ gegeben durch

$$\vec{p} = \alpha \cdot \vec{E}' \quad , \tag{1}$$

wobei α die Polarisierbarkeit des Atoms ist. Zwischen der wirkenden Feldstärke $\vec{E}'$, der induzierenden Feldstärke $\vec{E}$ und der Polarisation $\vec{P}$ besteht folgender Zusammenhang

$$\vec{E}' = \vec{E} + \frac{1}{3\varepsilon_0} \cdot \vec{P} \tag{2}$$

mit ε_0 als Elektrische Feldkonstante. Die Maxwellschen Gleichungen liefern die Beziehung

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \tag{3}$$

mit $\vec{D}$ als dielektrische Verschiebung. Sei N die Anzahl der Atome pro Volumeneinheit, so schreibt sich die Polarisation $\vec{P}$:

$$\vec{P} = N \cdot \vec{p} \tag{4}$$

Die Verknüpfung der Gleichungen (1) bis (4) ergibt unter Berücksichtigung der Maxwellschen Beziehung $n = \sqrt{\varepsilon}$ (ε: Dielektrizitätskonstante) und der für isotrope Substanzen geltenden Formel $\vec{D} = \varepsilon\varepsilon_0 \cdot \vec{E}$ nach elementaren Umformungen das Lorentz-Lorenzsche Gesetz:

$$\alpha = \frac{3 \cdot \varepsilon_0}{N} \cdot \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \qquad (5)$$

Diese Formel gibt den Zusammenhang zwischen Brechungsindex n und der Polarisierbarkeit α an. Da es in der Literatur bislang nicht üblich ist, Polarisierbarkeiten in SI-Einheiten anzugeben, werden auch in dieser Arbeit im folgenden die bisher bevorzugten CGS-Einheiten benutzt. In diesen Einheiten schreibt sich Formel (5) in der Form:

$$\alpha = \frac{3}{4 \cdot \pi \cdot N} \cdot \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \qquad (5a)$$

Bei Gasen ist n^2 nur wenig von 1 verschieden, so daß $n^2 + 2 \approx 3$ und $n^2 - 1 \approx 2(n - 1)$. Formel (5a) vereinfacht sich hiermit zu:

$$n - 1 = 2 \cdot \pi \cdot \alpha \cdot N \qquad (6)$$

In einem nicht zu dichten Plasma setzt sich die Refraktivität $(n - 1)_{pl}$ eines Plasmas additiv aus den Refraktivitäten der Einzelkomponenten zusammen /3/. Für ein Einkomponentenplasma mit maximal einfacher Ionisation schreibt sich dies explizit in der Form:

$$(n - 1)_{pl} = 2 \cdot \pi \alpha_a \cdot N_a + 2 \cdot \pi \cdot \alpha_i \cdot N_i + 2 \cdot \pi \cdot \sum_k \alpha^*_{ak} \cdot N^*_{ak} + 2 \cdot \pi \cdot \sum_{k'} \alpha^*_{ik'} \cdot N^*_{ik'} + (n - 1)_{el} \qquad (7)$$

N_a, N_i: Teilchendichte von Neutralatom bzw. Ion im Grundzustand

α_a, α_i : Polarisierbarkeit von Neutralatom bzw. Ion im Grundzustand

α^*_{ak}, N^*_{ak} : Polarisierbarkeit bzw. Teilchendichte des Neutralatoms im angeregten Zustand k

$\alpha^*_{ik'}$, $N^*_{ik'}$: Polarisierbarkeit bzw. Teilchendichte von Ionen im angeregten Zustand k'

$(n - 1)_{el}$: Refraktivität der freien Elektronen

Für Frequenzen weit oberhalb der Plasmaeigenfrequenz, wie es bei den vorliegenden Versuchsbedingungen der Fall ist, ist der Anteil $(n - 1)_{el}$ der freien Elektronen am Gesamtbrechungsindex gegeben durch /2/:

$$(n - 1)_{el} = - \frac{e^2}{2 \cdot \pi \cdot m_e \cdot c^2} \cdot \lambda^2 \cdot N_e \qquad (7a)$$

Einsetzen der Zahlenwerte ergibt:

$$(n - 1)_{el} = - 4{,}4846 \times 10^{-14} \cdot \lambda^2 \cdot N_e \qquad (7b)$$

λ : Wellenlänge in (7b) und (8) in cm

e : Elementarladung[1)]

m_e : Elektronenmasse

c : Vakuumlichtgeschwindigkeit

N_e : Elektronendichte in (7b) und (8) in cm^{-3}

Es ist üblich, den Beitrag der angeregten Atome und Ionen zu vernachlässigen. Hiermit vereinfacht sich Formel (7) zu:

$$(n - 1)_{Pl} = 2\pi \cdot \alpha_a \cdot N_a + 2\pi \cdot \alpha_i \cdot N_i - 4{,}4846 \times 10^{-14} \lambda^2 \cdot N_e \qquad (8)$$

---

1) Die Werte für die in dieser Arbeit benutzten Atomkonstanten sind /23/ entnommen.

Diese Vernachlässigung ist zulässig, da der Refraktivitätsanteil der angeregten Atome zu der Gesamtrefraktivität des Plasmas, wie im folgenden dargelegt wird, nur sehr gering ist. Aus quantenmechanischen Berechnungen ergibt sich eine Proportionalität der Polarisierbarkeit zu der 4. Potenz des mittleren Elektronenbahnradius /24, 25/. Die Polarisierbarkeit von Atomen und Ionen ist demnach in angeregten Zuständen größer als in den zugehörigen Grundzuständen. Bestätigt wird dies durch Messungen der Polarisierbarkeit einzelner angeregter Zustände von Robinson u.a. /26/ und Pollack u.a. /27/. Ihre Messungen liefern für den niedrigsten angeregten Zustand der Edelgase Argon, Krypton und Xenon, den metastabilen $^3P_2$-Zustand, einen um ca. 30 größeren Wert als für die Polarisierbarkeit des entsprechenden Atoms im Grundzustand. Ihre Messungen sind in sehr guter Übereinstimmung mit Rechnungen von Ice u.a. /28/.

Andererseits ist jedoch die aus der Boltzmann-Verteilung berechnete Anzahldichte von Atomen im angeregten Zustand bei den im Experiment auftretenden Temperaturen mindestens 3000 mal (Xe) bzw. 5000 mal (Ar und Kr) kleiner als die Anzahldichte der neutralen Atome. Das Produkt aus α^* und N_a^* wird somit für diesen Zustand vernachlässigbar klein.

Für die Berechnung der Refraktivität thermisch angeregter Atome müßten die Polarisierbarkeiten aller angeregten Zustände bekannt sein. In einer Abschätzung zeigt Bristow /4/ für ein thermisches Argonplasma bei 13500 K und 1 atm, daß alle angeregten Zustände zusammen an der Gesamtrefraktivität der neutralen Atome einen Anteil von max. 1 % haben.

Darüber hinaus kann man die früheren Messungen von Baum u.a. /6/[1)], Bristow /4/, Reese /8/ sowie Meiners und Weiss /5/

[1)] Diese Messungen wurden an einem Bogen bei 13000 K (Argon) und 11500 K (Xenon) durchgeführt.

so interpretieren, daß kein merklicher Einfluß der angeregten Zustände vorliegt.

Bei den hier durchgeführten Untersuchungen müßte eine Unzulässigkeit der Vernachlässigung der angeregten Atome als Abweichung der Meßergebnisse von der in Kap. 4.1. hergeleiteten Geradengleichung (26) nachweisbar sein, die sich unter Nichtberücksichtigung der angeregten Atome als Auswertformel ergibt.

Bei den in Kap. 4.1. auch unter diesem Aspekt diskutierten Ergebnissen ist eine solche Abweichung jedoch nicht festzustellen.

In Anbetracht des relativ kleinen Anteils der angeregten Zustände des neutralen Atoms am Gesamtbrechungsindex scheint eine ähnliche Oberlegung für angeregte Zustände des ionisierten Atoms nicht nötig. Hier ist die Anzahldichte in dem Temperaturbereich, der bei den Experimenten erreicht wurde, um mehrere Größenordnungen kleiner als im Grundzustand.

Aus den oben angeführten Oberlegungen heraus wird im folgenden für die Abhängigkeit der Refraktivität von Dichten und Wellenlänge Gleichung (8) benutzt. Wird die Plasmarefraktivität bei zwei verschiedenen Wellenlängen gemessen, so ist bei Kenntnis der Polarisierbarkeiten α_a und α_i die Bestimmung der Teilchendichten N_a und N_e (= N_i) bei einem teilweise einfach ionisierten Plasma aus dieser Gleichung möglich. Hierzu ist von Meiners und Weiss /5/ ein spezielles Zweiwellenlängen-Interferometer mit sehr hoher Meßgenauigkeit entwickelt worden. Das von ihnen angegebene Meß- und Auswertverfahren wird auch bei den hier durchgeführten Messungen eingesetzt und im folgenden beschrieben.

Zur Ermittlung der Plasmarefraktivität wird die Streifen-

verschiebung Δs, welche das Plasma in einem Interferometer gegenüber einem definierten Bezugsobjekt erzeugt, bei zwei verschiedenen Wellenlängen gemessen. Der Zusammenhang zwischen der Streifenverschiebung Δs und der Änderung der Refraktivität $\Delta(n - 1)$ zwischen Meß- und Ausgangszustand wird gegeben durch

$$\Delta s = \frac{1}{\lambda} \int_0^l \Delta(n - 1) \cdot dl \ , \qquad (9)$$

wobei die Integration längs des Beobachtungsstrahles durch das Meßobjekt zu erstrecken ist. Bei den Experimenten war die Plasmalänge $l = 104$ mm.

Unter Berücksichtigung der Einfachionisation, d.h. $N_e = N_i$, und der Homogenität des Plasmas führt die Verknüpfung von Gleichung (8) und (9) für zwei Wellenlängen λ_1 und λ_2 nach elementaren Umformungen zu der Gleichung:

$$N_e \cdot l = \frac{\Delta s(\lambda_1) \cdot \lambda_1 \cdot \alpha_a(\lambda_2) - \Delta s(\lambda_2) \cdot \lambda_2 \cdot \alpha_a(\lambda_1)}{\left(\frac{e^2}{2\pi m_e c^2}\right) \cdot (\lambda_2^2 \alpha_a(\lambda_1) - \lambda_1^2 \alpha_a(\lambda_2)) + 2\pi(\alpha_a(\lambda_2)\alpha_i(\lambda_1) - \alpha_a(\lambda_1)\alpha_i(\lambda_2))}$$

Wegen der geringen Dispersion der Atome und Ionen kann der zweite Summand im Nenner meistens gegen den ersten Summanden vernachlässigt werden. Exakt Null ist dieser Summand, wenn Atome und Ionen dieselbe relative Dispersion haben, d.h. wenn der Quotient

$$\beta = \frac{\alpha_i(\lambda)}{\alpha_a(\lambda)}$$

wellenlängenunabhängig ist. Diese Wellenlängenunabhängigkeit

ist bei Edelgasen im sichtbaren und infraroten Spektralgebiet gut erfüllt, da ihre Resonanzlinien im Vakuum-UV liegen. Hiermit vereinfacht sich die obige Gleichung unter Verwendung der Abkürzung

$$\gamma = \frac{\alpha_a(\lambda_2)}{\alpha_a(\lambda_1)}$$

zu

$$N_e = \frac{1}{T} \cdot \frac{\gamma \cdot \Delta s(\lambda_1) \cdot \lambda_1 - \Delta s(\lambda_2) \cdot \lambda_2}{\frac{e^2}{2\pi m_e c^2} \cdot (\lambda_2^2 - \gamma \lambda_1^2)} \quad . \qquad (10)$$

Für die Neutralteilchendichte ergibt sich:

$$N_a = \frac{1}{T} \cdot \frac{(\Delta s(\lambda_1) \cdot \lambda_2 - \Delta s(\lambda_2) \cdot \lambda_1) \cdot \lambda_1 \cdot \lambda_2}{2\pi \cdot \alpha_a(\lambda_1) \cdot (\lambda_2^2 - \gamma \lambda_1^2)} - \beta \cdot N_e \qquad (11)$$

Da die Formel (10) β nicht enthält, d.h. von der unbekannten Ionenpolarisierbarkeit α_i unabhängig ist, kann mit Formel (10) die Elektronendichte aus den interferometrischen Messungen bei zwei Wellenlängen bestimmt werden. Hiervon wird in der vorliegenden Arbeit Gebrauch gemacht.

Bei Kenntnis von β könnte die Neutralteilchendichte in gleicher Weise mit Gleichung (11) bestimmt werden. Andererseits kann nach dieser Gleichung bei bekannter Elektronen- und Neutralteilchendichte β bestimmt werden. Diese Möglichkeit wird in der vorliegenden Arbeit genutzt, indem die Neutralteilchendichte N_a mit den Rankine-Hugoniot-Gleichungen berechnet wird (s. Kap. 3.6.)

Die Schwierigkeiten, die mit dieser Bestimmung von β verknüpft sind, ergeben sich hauptsächlich dadurch, daß bei den erreichbaren Plasmaparametern die Produkte $\Delta s(\lambda_1)\cdot\lambda_2$ und $\Delta s(\lambda_2)\cdot\lambda_1$ etwa gleich groß sind. Daher wirken sich wegen der Differenzbildung Ungenauigkeiten in der Streifenverschiebung sehr stark bei β aus. Eine Forderung an die Meßtechnik ist daher eine möglichst genaue Bestimmung der Streifenverschiebung bei den zwei Wellenlängen. Diese geforderte Genauigkeit kann mit einem Zweiwellenlängen-Michelson-Interferometer mit Zweiphasendetektion erreicht werden. Diese von Meiners und Weiss /5/ entwickelte Technik wird im folgenden Kapitel 3.2. ausführlich beschrieben.

3.2. Prinzip des Zweiwellenlängen-Michelson-Interferometers mit Zweiphasendetektion

Die Refraktivitätsmessungen werden mit einem modifizierten Zweiwellenlängen-Michelson-Interferometer durchgeführt. Dieser Interferometertyp bietet gegenüber der Mach-Zehnder-Anordnung den Vorteil doppelter Empfindlichkeit, da beim zweimaligen Durchgang des Lichtes durch das Meßobjekt eine doppelte Streifenverschiebung und daher eine erhöhte Meßgenauigkeit erreicht wird.

Als Lichtquelle für das Interferometer dienen ein Laser im Roten (λ_1 = 632,8 nm) und einer im Infraroten (λ_2 = 1090 nm). Gleichungen (10) und (11) zeigen, daß sich Meßfehler bei der Streifenverschiebung $\Delta s(\lambda_1)$ bzw. $\Delta s(\lambda_2)$ um so weniger auswirken, je größer $|\lambda_2^2 - \gamma\lambda_1^{21}|$ ist. Da γ bei genügendem Abstand von Linien etwa 1 ist, muß eine der beiden Wellenlängen möglichst groß, die andere möglichst klein sein. Diese Bedingungen werden von den hier verwendeten Lasern gut erfüllt.[1)]

Bei der Interferenz von zwei Strahlen mit den zeitlich konstanten Intensitäten I_1 und I_2 und der Phasendifferenz ϕ,

---

1) Es wurden auch Versuche mit einem Laser im Infraroten bei 3,391 µm durchgeführt. Bei dieser Wellenlänge wirkte sich jedoch die Absorption des Plasmas schon so stark aus, daß ein genügend genauer Schluß von der Amplitude auf die Phase des Interferometersignals nicht mehr möglich war.

die wegen der zeitlichen Änderung der Refraktivität im Meßarm veränderlich ist, hat der resultierende Strahl die Intensität

$$I_c(t) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 \cdot I_2} \cdot \cos \phi(t) \quad . \qquad (12)$$

Wird nun dieser Intensitätsverlauf $I_c(t)$ photoelektrisch detektiert, so kann hieraus $\phi(t)$ bestimmt werden. Von dieser Möglichkeit wird in der vorliegenden Arbeit Gebrauch gemacht.[1)] Der Zusammenhang zwischen $\phi(t)$ und der in Gleichung (9) definierten Streifenverschiebung Δs ergibt sich zu:

$$\Delta s(t) = \frac{1}{2\pi} \cdot (\phi(t) - \phi_0) \qquad (13)$$

Hierbei ist ϕ_0 die Phasendifferenz zwischen Meß- und Referenzarm, wenn sich das Bezugsobjekt im Meßarm befindet. Dieses Bezugsobjekt ist bei den hier durchgeführten Messungen das ungestörte Testgas vor der Stoßfront.

Der Schluß von der Intensität $I_c(t)$ über die Phase $\phi(t)$ zur Streifenverschiebung $\Delta s(t)$ ist in der Umgebung der Nulldurchgänge von $I_c(t)$ sehr genau möglich. In der Umgebung der Extrema der Cosinusfunktion ist dies jedoch nur ungenau durchzuführen. Außerdem ist bei einer solchen Messung nicht zu entscheiden, ob sich im Extremum die opti-

---

1) Diese photoelektrische Detektion bietet gegenüber der photographischen Detektion den Vorteil, daß bei Registrierung mit Transienten-Rekordern (s. Kap. 3.3.2.) die Meßdaten zur weiteren Verarbeitung direkt zur Verfügung stehen. Ferner kann die Forderung nach hoher Zeitauflösung aus Intensitätsgründen (Laserleistung max. 20 mW) nur durch eine photoelektrische Registrierung erfüllt werden.

sche Weglänge monoton weiter verändert oder dort ebenfalls ein Extremum besitzt. Für Messungen an Stoßwellenplasmen entwickelten Meiners und Weiss /5/ ein Verfahren, das diese Nachteile der photoelektrischen Detektion durch simultane Messung zweier um 90^{o} phasenverschobener Interferometersignale beseitigt. Dieses seither mehrfach eingesetzte Verfahren wird im folgenden beschrieben.

Das von den Lasern emittierte linear polarisierte Licht wird bei diesem Verfahren im Referenzarm nach zweimaligem Durchgang durch eine $\lambda/8$-Platte zu zirkular polarisiertem Licht. Dieses Licht kann als Summe zweier linear polarisierter Komponenten aufgefaßt werden, deren Polarisationsrichtungen senkrecht zueinander stehen und die gegeneinander um $\pi/2$ verzögert sind. Das linear polarisierte Licht des Meßarms kann dagegen als Summe zweier zueinander senkrecht polarisierter gleichphasiger Komponenten aufgefaßt werden. In den beiden Polarisationsrichtungen ergeben sich also um 90^{o} phasenverschobene Interferenzen, deren Intensitäten $I_c(t)$ bzw. $I_s(t)$ sich gemäß Gleichung (12) bzw. gemäß

$$I_s(t) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 \cdot I_2} \cdot \sin \phi(t) \qquad (14)$$

ergeben.

Bei simultaner Kenntnis von $I_c(t)$ und $I_s(t)$ gibt es keine Mehrdeutigkeit der Weiterentwicklung von $\phi(t)$ in den Extrema mehr. Außerdem ist die Genauigkeit bei der Bestimmung der Streifenverschiebung überall so groß wie in der Umgebung der Nulldurchgänge. Die Messung von $I_c(t)$ und $I_s(t)$ wurde so durchgeführt, daß das Licht der beiden Polarisationsrichtungen durch Wollaston-Prismen räumlich getrennt und auf Photodioden fokussiert wurde.

3.3. Experimenteller Aufbau

3.3.1. Michelson-Interferometer

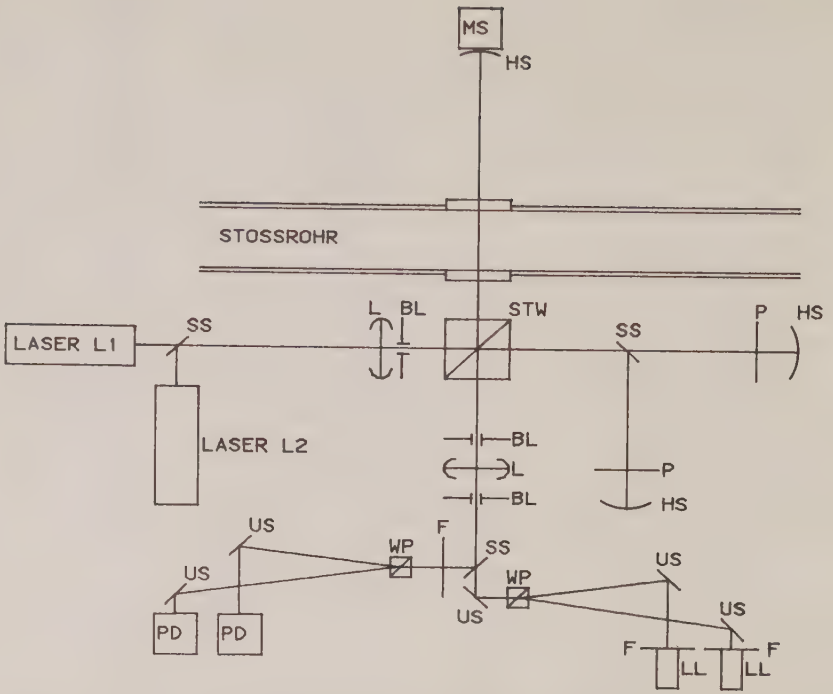
Abb. 3 zeigt den schematischen Aufbau des verwendeten Michelson-Interferometers mit den beiden Lasern L1[1] und L2[2], die mittels eines selektiv transmittierenden und reflektierenden Spiegels SS auf eine gemeinsame optische Achse justiert werden. Die Strahlteilung in Meß- und Referenzarm geschieht durch einen Strahlteilerwürfel STW. Das räumliche Auflösungsvermögen wird durch Fokussierung der Laserstrahlen in die Rohrmitte bzw. in den entsprechenden Punkt des Referenzarmes erhöht. Der Fokusdurchmesser beträgt ca. 450 µm. Die Interferometerspiegel sind als Hohlspiegel HS mit einer Brennweite von 250 mm ausgebildet. Sie bilden die Rohrachse in sich selbst ab und besitzen gegenüber Planspiegeln den Vorteil, daß sie Strahlablenkungen, welche durch den Brechungsindexgradienten des Plasmas hervorgerufen sind, kompensieren. Durch eine leichte Neigung der Ebene, in der die von den Interferometerspiegeln reflektierten Strahlen verlaufen, gegen die Ebene der einfallenden Strahlen, wird der Wiedereintritt in die Laser und damit eine Rückwirkung auf die Laseremission verhindert.[3] Ein weiterer

---

1) He-Ne-Laser, Modell 126, von Spectra Physics, 15 mW bei 632,8 nm.

2) Argon-Ionen-Laser, Modell 194, von Spectra Physics, 20 mW bei 1090 nm. Dieser Laser wurde wegen seiner um den Faktor 4 höheren Ausgangsleistung gegenüber dem in früheren Experimenten verwendeten He-Ne-Laser LG 641 (1152,28 nm) von Siemens eingesetzt.

3) Die dadurch bedingte Vergrößerung der optischen Weglänge im Plasma kann vernachlässigt werden.



L1 : 632,8 NM

L2 : 1090 NM

MS : MINI-SHAKER

HS : HOHLSPIEGEL

SS : SELEKTIVER SPIEGEL
TRANSPARENT FUER λ_1
REFLEKTIEREND FUER λ_2

US : UMLENKSPIEGEL

L : LINSE

BL : BLENDE

STW : STRAHLTEILUNGSWUERFEL

P : $\lambda/8$-PLATTE

WP : WOLLASTONPRISMA

F : INTERFERENZFILTER

PD : PHOTODIODE

LL : LICHTLEITER

Abb. 3: Zweiwellenlängen-Michelson-Interferometer mit Zweiphasendetektion

selektiver Spiegel SS im Referenzarm trennt das Licht der beiden Wellenlängen wieder, so daß das Interferometer für jede Wellenlänge getrennt justierbar ist.

Die Eigenstrahlung des Plasmas und Lichtanteile der anderen Wellenlänge werden gegen das Laserlicht mit Interferenzfiltern F und raumwinkelbegrenzenden Blenden Bl diskriminiert

Die im vorhergehenden Kapitel beschriebene Erzeugung zweier um 90^{o} phasenverschobener Interferenzsignale wird mit $\lambda/8$-Platten P realisiert, die sich in dem jeweiligen Referenzarm befinden.

Für die Detektion werden die Interferometersignale durch einen selektiv transmittierenden und reflektierenden Spiegel SS in beide Wellenlängen getrennt. Das Licht der beiden Polarisationsrichtungen wird durch Wollaston-Prismen WP räumlich getrennt und für die rote Laserwellenlänge auf zwei Glaslichtleiter LL[1)], die das Licht zwei Photomultipliern PM[2)] zuführen, bzw. für die infrarote Laserwellenlänge auf Photodioden PD[3)] fokussiert. Die Photomultiplier und

---

1) Lumalux BK 301800 von Lemosa.

2) Typ 6655 A mit S11-Kathode von RCA. Die Beschaltung der PM findet sich in /21/. Der Aufbau mit Lichtleitern mußte trotz des damit verbundenen Nachteils des Intensitätsverlustes aus räumlichen Gründen gewählt werden, da sich die PM zum Schutz vor Streufeldern, die durch die Kondensatorentladung erzeugt werden, in einer abgeschirmten Meßkabine befanden.

3) C30844 von RCA. Diese Dioden befanden sich zur Abschirmung der elektrischen Felder in einem separaten abgeschirmten Gehäuse.

Photodioden arbeiten mit 150-Ω - bzw. 330-Ω -Arbeitswiderständen direkt auf Leitungstreiber[1], deren Ausgänge über 50-Ω -Kabel mit den 50-Ω-Eingängen von vier Transienten-Rekordern verbunden sind.

Da für diese Arbeit eine größere Genauigkeit bei der Bestimmung der Phasenlage der Interferenzstreifen im ungestörten Testgas benötigt wurde als mit dem bei früheren Messungen /5, 21/ üblichen Auswertverfahren erreichbar war, wurde eine spezielle Kalibrierungstechnik für die Phasenbestimmung vor der Stoßfront entwickelt.

Bisher wurde zur Kalibrierung der Phasenlage der Interferenzstreifen im ungestörten Testgas die zeitliche Variation der Phase in der Strahlungskühlungszone benutzt. Hierbei wurde davon ausgegangen, daß im ungestörten Testgas die maximalen und minimalen Intensitäten gemäß den Gleichungen (12) und (14) dieselben sind, wie sie später in der Strahlungskühlungszone registriert werden. Dies trifft jedoch nur angenähert zu, da die hinter der Stoßfront registrierten Signale Amplitudeneinbrüche zeigen, welche durch folgende Effekte hervorgerufen werden:

1) begrenzte Bandbreite der elektronischen Registrierung,
2) nicht vollständige Korrektur der Strahlablenkung durch die Interferometer-Hohlspiegel,
3) begrenzte räumliche Auflösung,
4) Absorption durch das Plasma.

Der erste Effekt macht sich hauptsächlich bei den schnellen Signaländerungen in der Stoßfront und teilweise auch in der

---

1) Burr Brown 3553 (300 MHz Bandbreite).

Relaxationszone bemerkbar. Bei den Experimenten mit höherer Elektronendichte ist der wesentliche Effekt der der Absorption[1]. Um bei der Bestimmung der Anfangs-Phasenlage die benötigte Genauigkeit trotzdem zu erreichen, wurde bei jedem Experiment eine Kalibrierung der Amplitude der Interferometersignale unmittelbar vor der Stoßfront durchgeführt. Hierfür ist der Meßarmspiegel schwingend angeordnet. Die zeitliche Variation der optischen Weglänge erzeugt Interferenzsignale, die der Amplitudenkalibrierung dienen.

Realisiert wird dieses Prinzip durch einen elektromechanischen Wandler, einen sogenannten "Mini-Shaker"[2]. Er besteht im wesentlichen aus einem massiven zylindrischen Gehäuse, an dessen einer Seite ein axial beweglicher Kolben mit aufgeklebtem Spiegel angeschraubt ist. Durch Anlegen einer niederfrequenten Sinusspannung geeigneter Amplitude[3] wird die optische Weglänge im Meßarm periodisch verändert. Hieraus resultiert eine Variation der Interferenzstreifen mit einer Frequenz von ca. 2 kHz.

Die Registrierung der Interferometersignale wird mit Transienten-Rekordern mit zwei verschiedenen Zeitbasen durchgeführt (s. Kap. 3.3.2.). Typische Interferogramme zeigt Abb. 4.

Die durch die niederfrequente Schwingung des Mini-Shakers verursachte Streifenverschiebung kann nach dem Umschalten

---

1) Dieser Effekt ist bei Xenon am größten, da Xenon den größten ξ-Faktor von den drei hier untersuchten Edelgasen besitzt /29/.

2) Typ 4810 von Brüel und Kjaer.

3) Frequenz ca. 10 Hz, Amplitude ca. 500 mV.

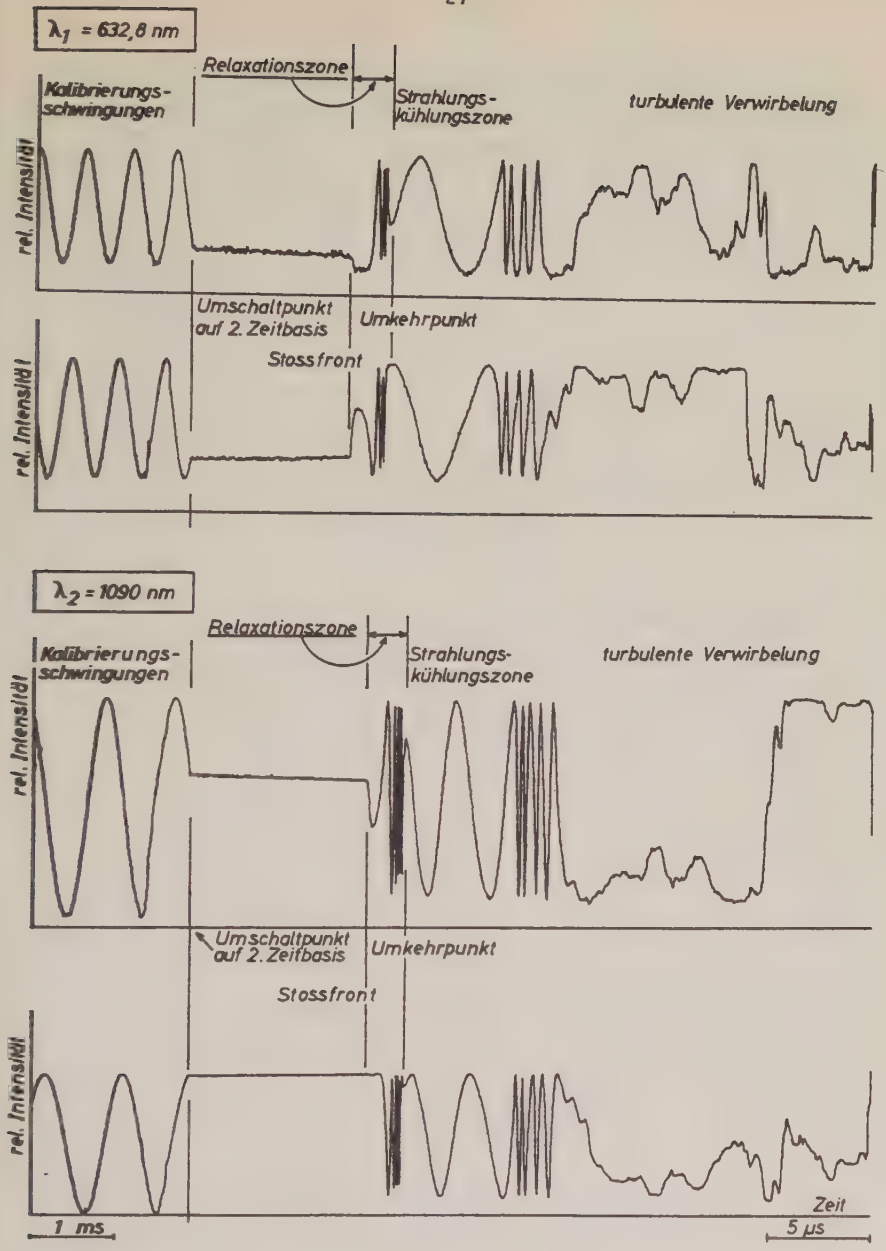


Abb. 4: Typische Interferogramme

auf die schnelle Zeitbasis vernachlässigt werden. In den typischen Relaxationszeiten von max. 10 µs liegt diese nicht von der Refraktivitätsänderung des Plasmas stammende Streifenverschiebung in der Größenordnung von einigen tausendstel Streifen und damit unterhalb der erreichbaren Meßgenauigkeit bei der Streifenzahlbestimmung.

3.3.2. Vierkanalige Transienten-Rekorder-Registrierung

An Hand des Blockschaltbildes Abb. 5 soll der Versuchsaufbau erläutert werden.

Jedes der von den Photodioden bzw. Photomultipliern gelieferten vier Interferometersignale (s. Kap. 3.3.1.) wird in einem Transienten-Rekorder[1] über einen A/D-Wandler (Auflösung 8 bit, max. Taktfrequenz 100 MHz) in einen digitalen Halbleiterspeicher (Speicherkapazität 2048 Worte) eingeschrieben. Von hier kann die digitalisierte Information des Signalverlaufes als archivierbares Ergebnis eines Versuches auf Lochstreifen ausgegeben werden, die dann in einem Rechner[2] weiterverarbeitet werden. Die Gesamtsteuerung der programmierbaren Transienten-Rekorder erfolgt durch einen Microcomputer[3].

Das Signal zur Triggerung der Registrieranlage wird mit einem Schlierenverfahren /15/, das auf der Ablenkung eines Lichtstrahles durch den Dichte- und Brechungsindexsprung in der Stoßfront beruht, erzeugt. Ein He-Ne-Laser[4] durch-

---

1) Modell 8100 von Biomation.
Erläuterungen zur Arbeitsweise eines Transienten-Rekorders finden sich z.B. in /30/.

2) PDP 11-04 von Digital Equipment Corp.

3) Dieser Microcomputer MPADA (Micro Processor Aided Data Acquisition) wurde von Herrn Dr. K. Hollenberg konzipiert, entwickelt und aufgebaut. Ihm sei an dieser Stelle für seine Hilfestellungen bei der Bedienung dieser Anlage gedankt.

4) Siemens LG 641, 632,8 nm, 8 mW

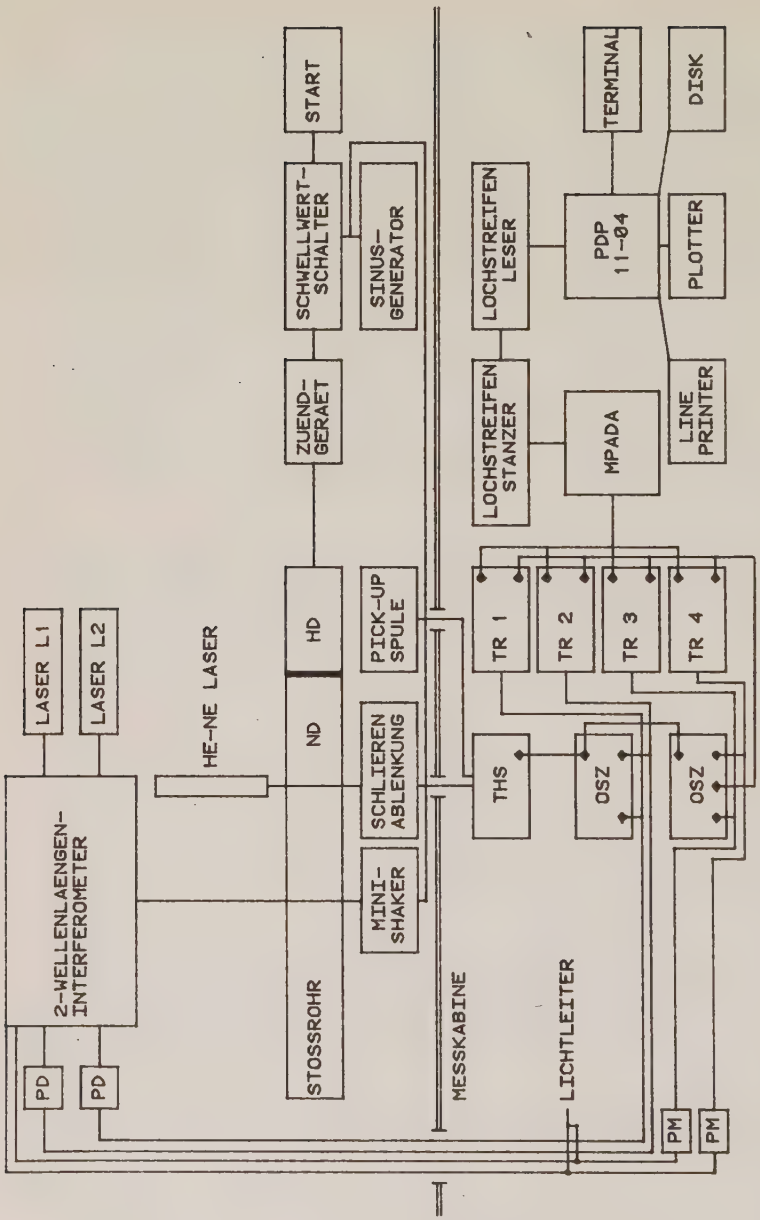


Abb. 5: Gesamtaufbau der Meßapparatur (Blockschaltbild)

strahlt in einem Abstand von 9 cm vor dem Beobachtungsort das Stoßrohr senkrecht zur Laufrichtung der Stoßwelle. Das Laserlicht fällt auf eine Photodiode[1], vor der eine Blende in geeigneter Weise angebracht ist. Beim Durchgang der Stoßfront wird der Strahl von der Diode abgelenkt und gelangt auf die Blende. Das auf TTL-Niveau verstärkte Signal steuert eine "Trigger-hold-off-Schaltung" THS und diese wiederum zwei Oszillographen[2], die zur schnellen Sichtkontrolle parallel zu den Transienten-Rekordern die vier Interferometersignale registrieren. Der Gate-Impuls eines Oszillographen triggert die vier Transienten-Rekorder.

Die THS unterdrückt die starken elektrischen Störimpulse während der Zeit der Kondensatorentladung (ca. 300 ms) und verhindert dadurch ein vorzeitiges Triggern der Registrieranlage. Aktiviert wird die THS ihrerseits von dem Signal einer kleinen Induktionsspule (Pick-up-Spule), die unmittelbar unter einem bei der Entladung stromführenden Leiter angebracht ist. Ein vom Sinusgenerator[3], der auch den Mini-Shaker des Interferometers (s. Kap. 3.3.1.) treibt, angesteuerter Schwellwertschalter regelt die erforderliche zeitliche Koordination zwischen Auslösung des Experiments und momentaner Stellung des Mini-Shakers.

---

1) Monsanto MD 1.

2) TEK 556 mit 2 x 1A1-bzw. 1A2-Einschüben.

3) Philips PM 5131.

3.4. Auswertung der Interferometersignale

Zur Elektronendichtemessung nach Gleichung (10) und zur Bestimmung von ß nach Gleichung (11) werden die Streifenverschiebungen bei den beiden Wellenlängen aus den gemessenen Intensitätsverläufen $I_c(t)$ und $I_s(t)$ über die Phase $\phi(t)$ bestimmt. Diese Streifenverschiebungen müssen aus den in Kap. 3.1. erörterten Gründen sehr genau gemessen werden.

Bei der Auswertung der Interferogramme, welche auf einem Rechner mit graphischem Terminal erfolgt, werden die vier Interferometersignale (s. Kap. 3.2.) zunächst auf die Amplitude 1 normiert. Da die Genauigkeit bei der Bestimmung der Phasenlage und damit letztlich die Streifenverschiebung unter anderem von der Genauigkeit dieser Normierung abhängt, muß die Normierung außerordentlich sorgfältig durchgeführt werden. Das Verfahren soll an Hand von Abb. 6 erläutert werden. Für das Gebiet vor der Stoßfront, das wie in Kap. 3.2. dargelegt als Bezugsobjekt dient, ist eine genaue Normierung durch die in Kap. 3.3.1. beschriebene Amplitudenkalibrierung gewährleistet. Hinter der Stoßfront werden stückweise von Maximum zu Maximum bzw. von Minimum zu Minimum Normierungsgeraden angepaßt.

Aus den zu jeder Wellenlänge gehörenden zwei Interferogrammen mit den um 90^0 phasenverschobenen Interferometersignalen bestimmt sich die Phase nach der Formel

$$\phi(t) = \arctan \frac{a(t)}{b(t)} \,. \qquad (15)$$

a(t) und b(t) sind hierbei die normierten Amplituden der beiden Signale, wobei die Quadratsumme

$$x = a^2 + b^2 \qquad (16)$$

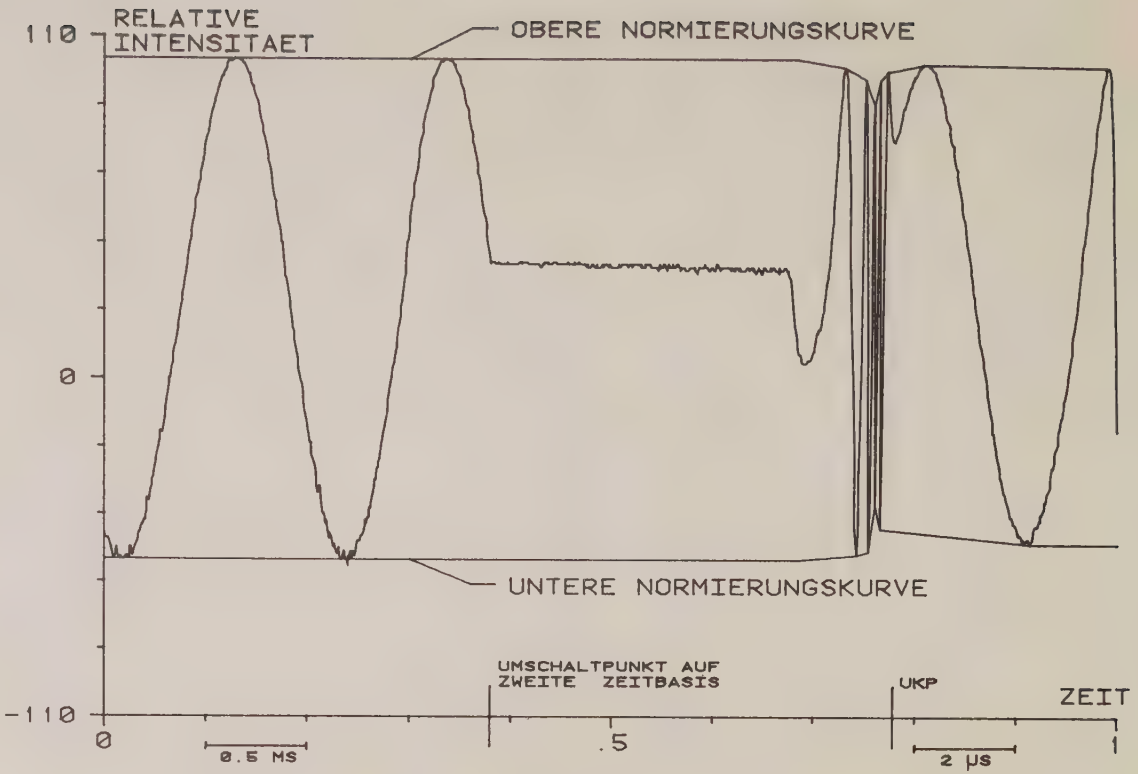


Abb. 6: Normierung eines Interferometersignals

zeitunabhängig den Wert 1 hat, wenn keine Meßfehler vorliegen. Abweichungen vom Wert 1 ermöglichen eine Aussage für die Genauigkeit, mit der die Streifenverschiebung bestimmt werden kann. Hierauf wird im nächsten Abschnitt eingegangen. Über Gleichung (13) läßt sich die Streifenverschiebung ermitteln, die in Abb. 7 für beide Wellenlängen als Funktion der Zeit dargestellt ist. Bei der weiteren Auswertung wird nur die Streifenverschiebung von ungestörtem Testgas bis zum Ende der Relaxationszone benötigt. Für diesen Zeitpunkt, wo die Streifenverschiebung ihr Maximum durchläuft, wird nach Gleichung (10) die Elektronendichte bestimmt (s. Kap. 3.5.). Im folgenden wird der Zeitpunkt der maximalen Streifenverschiebung als Umkehrpunkt UKP bezeichnet und die Streifenverschiebung zwischen ungestörtem Testgas und dem UKP mit Δs_1 und Δs_2 abgekürzt, wobei der Index 1 bzw. 2 die Wellenlängen λ_1 bzw. λ_2 kennzeichnen.

Der Fehler bei der Bestimmung der Streifenverschiebung kann durch Anwendung des Fehlerfortpflanzungsgesetzes auf die Gleichungen (15) und (16) abgeschätzt werden. Es ergibt sich, daß eine Streifenlokalisierung für einen Zeitpunkt auf 1/100 Streifen erreicht wird, wenn $|a^2 + b^2 - 1| < 0{,}1$ erfüllt ist[1].

---

1) An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, daß diese für jede Phasenlage des Interferometersignals geltende hohe Streifenauflösung nur mit der Zweiphasenmessung möglich ist. Bei einphasiger Auswertung kann diese Genauigkeit nur dann erreicht werden, wenn die Amplitude des Interferometersignals etwa Null ist. Zur Kontrolle wurden die Interferometersignale auch einzeln, d.h. über arcsin bzw. arccos ausgewertet. Der Unterschied bei einer Wellenlänge zwischen den beiden Signalen betrug dabei maximal 5/100 Streifen.

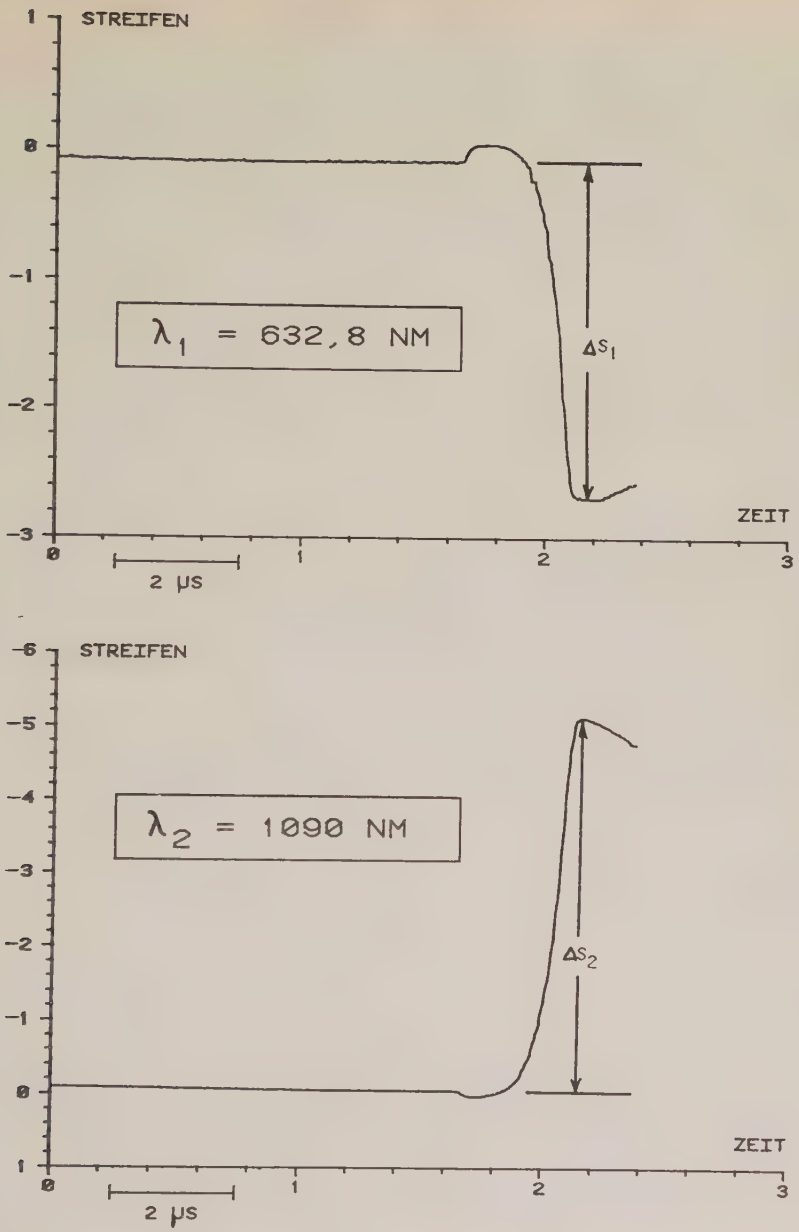


Abb. 7: Streifenverschiebung als Funktion der Zeit

Ungefähr 70% der Experimente erfüllte diese Bedingung im ungestörten Testgas und in der Umgebung des UKP. Da das angewandte Meßverfahren sehr aufwendig war und nur maximal zwei Experimente pro Tag durchgeführt werden konnten, wurden auch die Experimente zur Auswertung herangezogen, die eine größere Abweichung als 0,1 zeigten. Es stellte sich heraus, daß bei diesen Experimenten eine Abweichung von der 90^{o}-Phasenverschiebung vorlag. Die Forderung $|a^2 + b^2 - 1| < 0{,}1$ bedeutet nämlich für die Justierung des Interferometers, daß die 90^{o}-Phasenverschiebung, die vor jedem Experiment über Lissajous-Figuren oszillographisch überprüft wurde, auf $\pm 5^{o}$ genau erfolgen muß. Eine so genaue Einstellung war offensichtlich nicht immer möglich gewesen.

Vor jeder Auswertung der Streifenverschiebung wird mit einem Rechnerprogramm überprüft, ob die Bedingung $|a^2 + b^2 - 1| < 0{,}1$ für Bezugspunkt und UKP erfüllt ist.Bei größeren Werten als 0,1 wird rechnerisch eine solche Phasenkorrektur vorgenommen, daß die Größe $|a^2 + b^2 - 1|$ minimal ist. Bei allen Experimenten konnte ein Wert <0,1 erreicht werden.

Die genannte Genauigkeit von 1/100 Streifen ist bei den Experimenten nur bei den relativ langsamen Signaländerungen im Umkehrpunkt bzw. in der Strahlungskühlungszone zu realisieren. In Gebieten, wo starke zeitliche Änderungen der Plasmarefraktivität auftreten, wie z.B. in der Relaxationszone, kann wegen verstärkerbedingter Phasenverschiebungen die Bedingung $|a^2 + b^2 - 1| < 0{,}1$ nicht erfüllt werden.

Die für die weitere Auswertung benutzten Streifenverschiebungen Δs_1 und Δs_2, die sich wie erwähnt aus der Differenz der Streifenlage im Bezugspunkt und der Streifenlage im Umkehrpunkt ergeben, können mit einer Genauigkeit von etwa 1/50 Streifen angegeben werden. Eine noch höhere Genauigkeit konnte nicht erzielt werden, weil bei Signalen mit starken Amplitudeneinbrüchen (bedingt durch die in Kap. 3.3.1 genann-

ten Effekte) die Normierung im Bereich des UKP nicht genauer vorgenommen werden kann und über das leicht verrauschte Signal gemittelt werden muß.

3.5. Bestimmung der Elektronendichte

Die Elektronendichte kann aus der gemessenen Streifenverschiebung über Gleichung (10) zu jedem beliebigen Zeitpunkt hinter der Stoßfront bestimmt werden, da die interferometrische Messung unabhängig von der Voraussetzung des LTE ist.

In der vorliegenden Arbeit braucht die Elektronendichte aus folgendem Grund jedoch nur am Ende der Relaxationszone ermittelt zu werden. Nur hier ist die Berechnung der Neutralteilchendichte mit Hilfe der Rankine-Hugoniot-Gleichungen möglich (s. Kap. 3.6.). In den anderen Gebieten dürfen diese Rechnungen nicht angewandt werden, da in der Relaxationszone kein LTE vorliegt und nachher Energieverluste infolge Strahlungskühlung auftreten. Die von Meiners und Weiss /5/ durchgeführten Vergleiche von interferometrisch gemessenen mit den aus Rankine-Hugoniot-Gleichungen berechneten Elektronendichten zeigten gute Übereinstimmung. Hieraus kann geschlossen werden, daß der Plasmazustand im UKP mit Hilfe der Rankine-Hugoniot-Gleichungen beschrieben werden kann. Auch Kon'kov u.a. /7/ konnten bei ihren Messungen an einem Stoßrohr keinen Hinweis auf Abweichungen vom LTE am Ende der Relaxationszone finden.

Die für die Auswertung benutzten Daten sind in Tab. 2 zusammengestellt.

Tabelle 2: Verwendete Atompolarisierbarkeiten und γ-Werte

	Ar	Kr	Xe
α_a in 10^{-24} cm^3	1,642	2,480	4,044
γ	0,9909	0,9866	0,9820

Für die Polarisierbarkeiten der Atome wurden die experimentell ermittelten Werte für Argon und Krypton aus /31/ und für Xenon aus /32/ genommen. Für die Berechnung von γ, dem Verhältnis von Atompolarisierbarkeit bei der Wellenlänge λ_2 zu der bei λ_1 (s. Kap. 3.1.) wurden Dispersionsformeln von Peck u.a. /33/ für Argon und von Chaschina u.a. /34/ für Krypton und Xenon benutzt.

Die Unsicherheiten von 0,02 Streifen (s. Kap. 3.4.) bei der Bestimmung der Streifenverschiebungen Δs_1 und Δs_2 verursachen bei den vorliegenden Versuchsbedingungen (s. Tab. 1) Unsicherheiten bei der Elektronendichtebestimmung, die unter 1 % liegen[1)]. Bei dieser Fehlerabschätzung wurde Homogenität des Plasmas vorausgesetzt und Inhomogenitäten in den Wandgrenzschichten, die nur sehr schwer quantitativ zu erfassen sind, vernachlässigt. Da erste Messungen der Wandgrenzschichten an dem benutzten Stoßrohr auf äußerst kleine Schichtdicken[2)] hindeuten, darf angenommen werden, daß der Fehler bei der Elektronendichtebestimmung den Wert von etwa 1 % nicht wesentlich übersteigt.

Im Kap. 4.1. werden Modell-Rechnungen diskutiert, mit denen der Einfluß von Wandgrenzschichten verschiedener Dicken auf das Meßergebnis von ß untersucht wurde.

---

1) Lediglich bei einigen wenigen Argon-Experimenten, bei denen die Elektronendichte unter 8×10^{16} cm^{-3} lag, ergaben sich höhere Fehler bis maximal 3 %.

2) siehe Fußnote 1) auf Seite 5

3.6. Bestimmung der Neutralteilchendichte

Zur Bestimmung von ß nach Gleichung (11) ist die Kenntnis der Neutralteilchendichte N_a erforderlich. Aus den in Kap. 3.1. dargelegten Gründen kann die Neutralteilchendichtebestimmung nicht in der gleichen Weise wie die in Kap. 3.5. erläuterte Elektronendichtebestimmung durchgeführt werden. In der vorliegenden Arbeit wird die Neutralteilchendichte deshalb für den Zeitpunkt maximaler Elektronendichte mit Hilfe der Rankine-Hugoniot-Gleichungen /16/ unter Verwendung der gemäß Kap. 3.5. gemessenen Elektronendichte berechnet.[1)]

Für diese Rechnungen müssen folgende Voraussetzungen erfüllt sein:

1) Die Stoßwelle ist eindimensional und stationär.
2) Reibung und Wärmeleitung sind vernachlässigbar klein.
3) Das Plasma befindet sich im LTE.
4) Es treten keine Energieverluste (z.B. Strahlungskühlung) auf.

Bei früheren Experimenten /5, 21/ konnten niemals Phänomene beobachtet werden, die auf eine bei den berechneten Zustandsgrößen erkennbare Verletzung der Bedingungen 1) und 2) hingedeutet hätten.Die Voraussetzungen 3) und 4) sind für den Zeitpunkt der maximalen Elektronendichte, zu dem die Plasmaparameterbestimmung hier durchgeführt wird, ebenfalls erfüllt (s. Kap. 3.5.).

---

1) Dies ist wesentlich genauer als übliche Rankine-Hugoniot-Berechnungen auf der Basis der Messung der Stoßfrontgeschwindigkeit.

Die Rankine-Hugoniot-Gleichungen, welche die gas- und thermodynamischen Größen vor und hinter einer Stoßwelle miteinander verbinden, lauten im mitbewegten Koordinatensystem:

$$\rho_1 \cdot v_1 = \rho_o \cdot v_o \qquad \text{Massenerhaltung} \qquad (17)$$

$$p_1 + \rho_1 \cdot v_1^2 = p_o + \rho_o \cdot v_o^2 \qquad \text{Impulserhaltung} \qquad (18)$$

$$\frac{1}{2} \cdot v_1^2 + h_1 = \frac{1}{2} \cdot v_o^2 + h_o \qquad \text{Energieerhaltung} \qquad (19)$$

v : Geschwindigkeit der Gasströmung im mitbewegten System
ρ : Dichte
p : Druck
h : Enthalpie pro Masseneinheit

Die Indices o und 1 kennzeichnen die Größen vor bzw. hinter der Stoßfront. Außerdem gelten zusätzlich die thermische und die kalorische Zustandsgleichung. Sie schreiben sich für den Fall, in dem Ionisation und Anregung von Atomen eintritt, in der Form /35/:

$$p = (1+\alpha_1) \cdot \rho \cdot \frac{k \cdot T}{m} \qquad \text{thermisch} \qquad (20)$$

$$h = \frac{5}{2}(1+\alpha_1) \frac{k \cdot T}{m} + h_{Anr} + h_{Ion} \qquad \text{kalorisch} \qquad (21)$$

m : Masse des neutralen Atoms
k : Boltzmann-Faktor
α_1: Ionisationsgrad[1] $\quad \alpha_1 = \frac{N_e}{N_a + N_i}$

---

[1] Das α_1 ist nicht mit der Polarisierbarkeit α zu verwechseln!

Der Ionisationsgrad α_1 bzw. die Elektronendichte bestimmt sich für das hier zu untersuchende einfach ionisierte Plasma im LTE nach der Saha-Gleichung /36/:

$$\frac{N_e^2}{N_a} = 2 \cdot \frac{Z_1(T)}{Z_o(T)} \cdot \frac{(2\pi \cdot m \cdot k)^{3/2}}{h^3} \cdot T^{3/2} \cdot \exp\left(-\frac{E_i - \Delta E_i}{kT}\right) \qquad (22)$$

Z_1 : Zustandssumme des Ions

Z_o : Zustandssumme des Atoms

E_i : Ionisierungsenergie

ΔE_i : Erniedrigung der Ionisierungsenergie

h : Planck'sches Wirkungsquantum

Die durch das Mikrofeld des Plasmas bewirkte Erniedrigung ΔE_i der Ionisierungsenergie wurde nach der in /37/ angegebenen Formel von Griem ermittelt. Die Zustandssummen wurden auf der Basis der Tabellenwerte von Drawin u.a. /38/ bzw. für Argon-Ionen nach Werten von Olsen /39/ berechnet.

Bei der kalorischen Zustandsgleichung (21) wurde neben der Translationsenergie auch die Ionisationsenergie pro Masseneinheit (h_{Ion}) und die Anregungsenergie pro Masseneinheit (h_{Anr}) berücksichtigt /36/:

$$h_{Ion} = \frac{1}{\rho} N_i \cdot (E_i - \Delta E_i) \qquad (23)$$

$$h_{Anr} = \frac{1}{\rho} \left(N_a \cdot kT^2 \cdot \frac{\partial \ln Z_o}{\partial T} + N_i \cdot kT^2 \cdot \frac{\partial \ln Z_1}{\partial T}\right) \qquad (24)$$

Die fünf Gleichungen (17) bis (21) mit sechs Unbekannten sind lösbar, wenn der Zustand vor der Stoßfront bekannt ist und zusätzlich eine weitere Unbekannte gemessen wird. Üblicherweise /4, 5, 8, 21 / ist diese gemessene Größe die

Stoßfrontgeschwindigkeit. Da die Teilchendichten sehr empfindlich von der Stoßwellengeschwindigkeit abhängen, muß diese äußerst genau bestimmt werden, was einen sehr hohen meßtechnischen Aufwand /5/ erfordert.

In der vorliegenden Arbeit wurde deshalb auf die Messung dieser Größe verzichtet und als zusätzliche Information die interferometrisch sehr genau gemessene Elektronendichte (s. Kap. 3.5.) benutzt.

Die numerischen Berechnungen wurden für jedes Experiment auf einem Rechner durchgeführt. Die vollständige Programmliste befindet sich im Anhang. Die wesentlichen Punkte dieses Programmes werden im folgenden kurz beschrieben, ohne dabei näher auf die Programmorganisation einzugehen.

Das Programm rechnet zunächst für eine vorgegebene Temperatur mit Hilfe der Gleichungen (17) - (24) einen Satz von Rankine-Hugoniot-Daten für diesen Plasmazustand aus. Zu diesem Datensatz gehören neben der vorgegebenen Temperatur die Elektronendichte, Neutralteilchendichte, Stoßfrontgeschwindigkeit, Dichte- und Drucksprung in der Stoßfront sowie das Verhältnis von N_e/N_a. Die Temperatur wird iterativ nun solange verändert, bis die berechnete Elektronendichte mit der interferometrisch gemessenen Elektronendichte übereinstimmt. Die sich für diese Elektronendichte bei der Rechnung ergebende Neutralteilchendichte wird dann später in Gleichung (11) verwandt.

Der Temperaturanfangswert für das Iterationsverfahren wird folgendermaßen bestimmt: Mit Formel (11) wird eine Neutralteilchendichte berechnet, indem für ß ein Nährungswert eingesetzt wird. Mit dieser abgeschätzten Neutralteilchendichte wird in Verbindung mit der gemessenen Elektronendichte über die Saha-Gleichung die zugehörige Temperatur bestimmt, welche dann als Anfangswert für die Rankine-Hugoniot-Rechnungen dient.

Die Daten, die für die Rankine-Hugoniot-Berechnungen benutzt wurden, sind in Tab. 3 zusammengestellt.

Tabelle 3: Daten für Argon, Krypton und Xenon

	Ar	Kr	Xe
$\rho_0/kg/m^3$	1,784	3,744	5,897
M_a/kg	39,948 x $1,6606 \times 10^{-27}$	83,80 x $1,6606 \times 10^{-27}$	131,30 x $1,6606 \times 10^{-27}$
κ	1,648	1,69	1,66
E_i/eV	15,755	13,996	12,127

Die Werte für Normaldichte ρ_0, Atommasse M_a und das Verhältnis κ von spezifischer Wärme bei konstantem Druck zu der bei konstantem Volumen sind /40/ entnommen. Die Werte für die Ionisierungsenergie E_i stammen aus /38/.

Der Fehler bei der Bestimmung der Neutralteilchendichte setzt sich aus den Fehlern bei der Druckmessung, der Temperaturmessung und der Elektronendichtemessung zusammen. Der Fehler bei der kapazitiven Druckmessung[1)] wird für den

---

1) Siehe Fußnote 3) auf Seite 7

verwendeten Druckbereich vom Hersteller des Meßgerätes mit 0,1 % angegeben. Die Temperatur läßt sich mit einem geeichten Thermometer, das in unmittelbarer Nähe des Beobachtungsortes am Stoßrohr angebracht war, auf 0,1 ^{o}C genau bestimmen. Der Fehler bei der Elektronendichtemessung wird mit 1 % angenommen (s. Kap. 3.5.). Die Anwendung des Fehlerfortpflanzungsgesetzes auf die Rankine-Hugoniot-Gleichungen zeigt, daß der Gesamtfehler bei der Neutralteilchenbestimmung hauptsächlich durch den Fehler in der Elektronendichte bestimmt wird. Der Gesamtfehler von N_a lag bei allen Versuchsbedingungen unter 1 %. In Tab. 4 sind für ein typisches Experiment die Fehleranteile von der Druck-, Temperatur- und Elektronendichtemessung am Gesamtfehler der Neutralteilchendichte einzeln aufgeführt.

Tabelle 4: Fehleranteile bei der Berechnung der Neutralteilchendichte

Ausgangsdaten: $N_e = 1{,}004 \times 10^{17}$ cm^{-3}
$N_a = 1{,}614 \times 10^{17}$ cm^{-3}
$T = 22{,}3$ ^{o}C
$p = 0{,}694$ mbar

Ungenauigkeit der Meßgröße	Fehler bei N_a
$\Delta p = 0{,}001$ mbar	0,09 %
$\Delta T = 0{,}1$ ^{o}C	0,04 %
$\Delta N_e = 1{,}004 \times 10^{15}$ cm^{-3}	0,34 %

4. Bestimmung der Ionenpolarisierbarkeit

4.1. Ergebnisse

Mit der gemessenen Elektronendichte (s. Kap. 3.5.) und der daraus mit Hilfe der Rankine-Hugoniot-Gleichungen berechneten Neutralteilchendichte (s. Kap. 3.6.) wird über Gleichung (11) das unbekannte ß bestimmt. Hierbei ist zu beachten, daß bei den interferometrischen Messungen das ungestörte Testgas und nicht das Vakuum als Bezugsobjekt dient, während die berechnete Neutralteilchendichte N_a die Dichte im Plasma und nicht die Differenz dieser Dichte gegenüber dem ungestörten Testgas ist. Vor Anwendung der Formel (11) ist also zu den gemessenen Streifenverschiebungen Δs^{gem} die Streifenverschiebung Δs^V zwischen Vakuum und ungestörtem Testgas zu addieren:

$$\Delta s(\lambda_i) = \Delta s^{gem}(\lambda_i) + \Delta s^V(\lambda_i) \qquad (i = 1,2) \qquad (25)$$

Δs^V wird mit den Gleichungen (6) und (9) berechnet. Die Verknüpfung dieser beiden Gleichungen liefert:

$$\Delta s^V = 2\pi \cdot \alpha_a \cdot N \cdot \frac{1}{\lambda} \quad ,$$

wobei die Teilchendichte N aus dem gemessenen Druck p und der gemessenen Temperatur T berechnet wird.

Für die weitere Auswertung ist es sinnvoll, Gleichung (11) in folgende Geradengleichung umzuformen:

$$1 + \beta \frac{N_e}{N_a} = \frac{1}{1 \cdot N_a} \frac{(\Delta s(\lambda_1) \cdot \lambda_2 - \Delta s(\lambda_2) \cdot \lambda_1) \cdot \lambda_1 \cdot \lambda_2}{2\pi \cdot \alpha_a \cdot (\lambda_2^2 - \gamma \lambda_1^2)} \qquad (26a)$$

bzw.:

$$1 + \beta \cdot x = y \qquad (26b)$$

Die rechte Seite von Gleichung (26a), die mit y bezeichnet wird, wird als Funktion von $x = N_e/N_a$ aufgetragen. Abb. 8, 9 und 10 zeigen die Meßwerte für Argon, Krypton und Xenon in dieser Darstellung. Für jedes Gas wurden mindestens 30 Experimente durchgeführt.

Die Meßwerte zeigen offensichtlich den nach Gleichung (26) zu erwartenden linearen Zusammenhang zwischen y und N_e/N_a. Mit Hilfe der Ausgleichsrechnung wurde für jedes Gas durch die Meßpunkte eine Ausgleichsgerade gelegt. Diese Gerade schneidet die Ordinate im Punkt A, dessen Wert in Tab. 5 angegeben ist. Die Steigung ß dieser Geraden ist in der Tab. 5 als $ß_{oN}$ (ohne Nebenbedingung) angegeben.

Dieser Tabelle ist zu entnehmen, daß die Ordinatenabschnitte A der Ausgleichsgerade ohne Nebenbedingung keine signifikanten Abweichungen von dem Wert + 1, der durch Gleichung (26) vorgegebenen Nebenbedingung zeigen. Dies gibt die Berechtigung dazu, für die endgültige Bestimmung von ß durch die Meßpunkte eine Ausgleichsgerade mit der Nebenbedingung zu legen, daß diese Gerade die Ordinate gemäß Gleichung (26) im Punkt + 1 schneidet. Die sich bei dieser Rechnung ergebende Steigung $ß_{mN}$ (mit Nebenbedingung) ist mit ihrem statistischen Fehler ebenfalls in Tab. 5 angegeben. Außerdem sind diese Geraden, die mit Nebenbedingung berechnet wurden, in den Abb. 8, 9 und 10 eingezeichnet. Für jeweils ein Experiment ist bei jedem Gas exemplarisch für alle anderen Experimente der mittlere Fehler der Einzelmessung von y eingetragen.

Durch Anwendung des Fehlerfortpflanzungsgesetzes auf Gleichung (26) erkennt man, daß der statistische Gesamtfehler von ß fast ausschließlich durch den Fehler bei der Bestimmung der Streifenverschiebung bestimmt ist. Der Grund hierfür liegt, wie schon in Kap. 3.1. erwähnt, in der Differenzbildung zweier etwa gleich großer Meßgrößen. Legt man

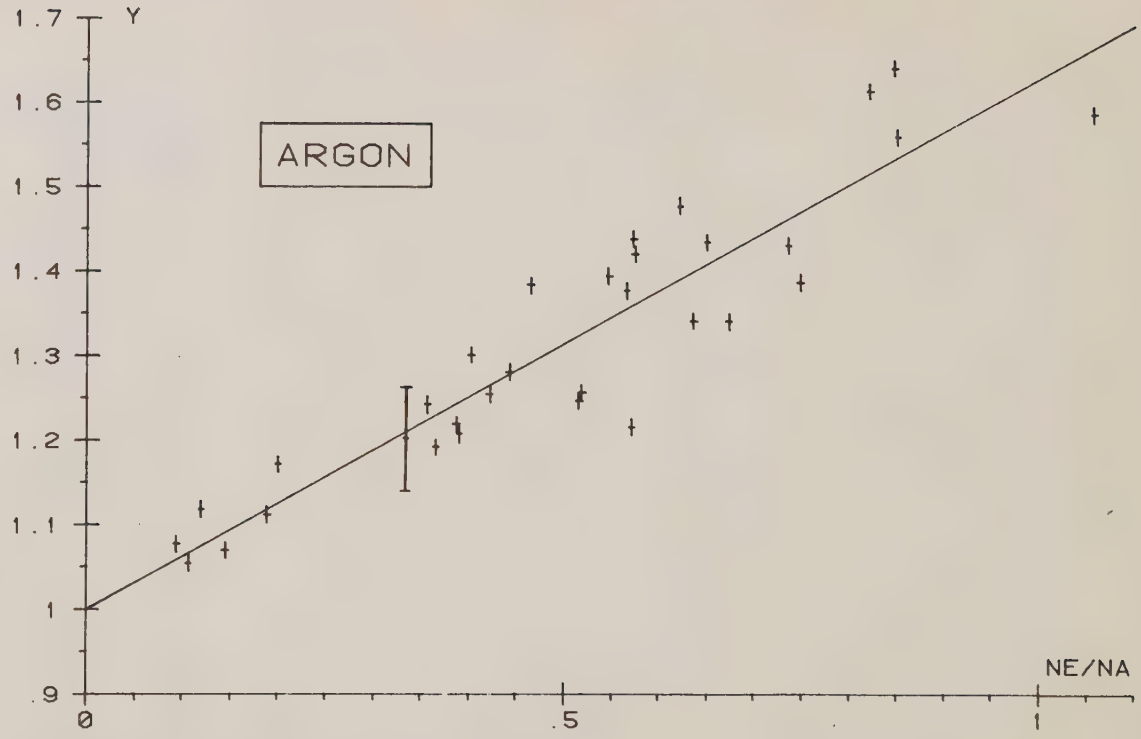


Abb. 8: Meßergebnisse für Argon

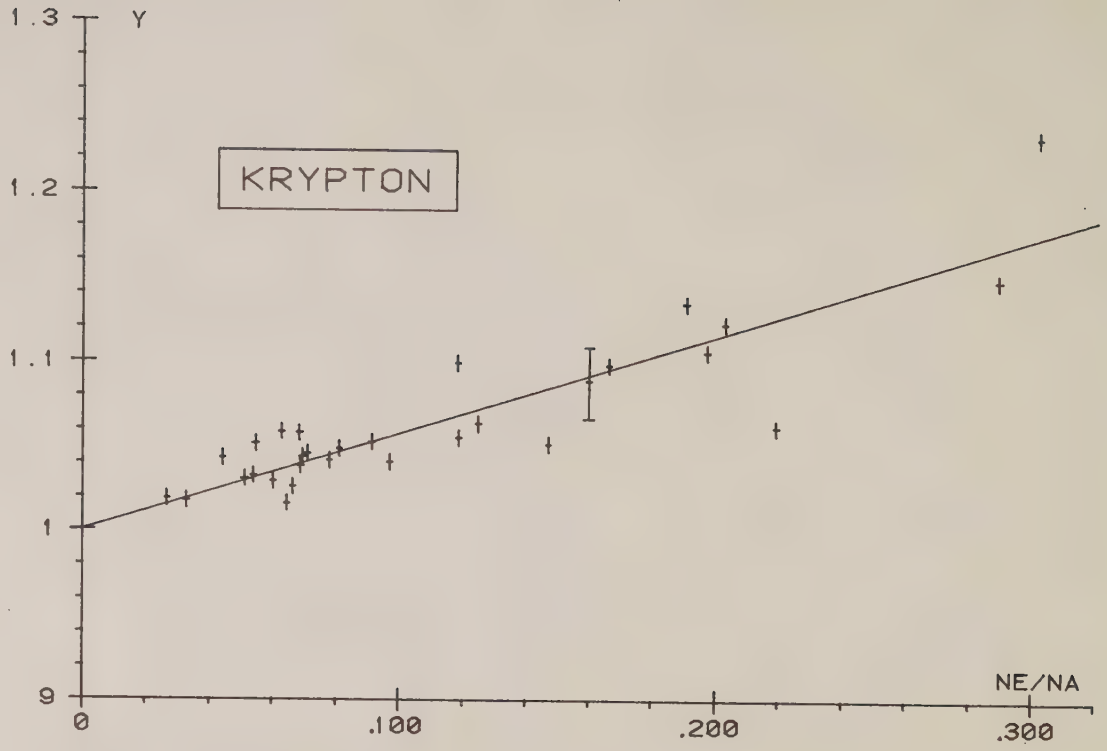


Abb. 9: Meßergebnisse für Krypton

Abb. 10: Meßergebnisse für Xenon

Tabelle 5: Meßergebnisse

	Ar	Kr	Xe
A	1,007 ± 0,026	1,001 ± 0,007	1,006 ± 0,007
β_{oN}	0,617	0,568	0,495
β_{mN}	0,629 ± 0,020	0,577 ± 0,030	0,528 ± 0,018

A : Achsenabschnitt der Ausgleichsgeraden gemäß Gleichung (26) ohne Nebenbedingung

β_{oN}: Steigung der Ausgleichsgeraden gemäß Gleichung (26) ohne Nebenbedingung

β_{mN}: Steigung der Ausgleichsgeraden gemäß Gleichung (26) mit Nebenbedingung A = 1
Die in dieser Zeile eingetragenen Werte sind die Quotienten von Ionenpolarisierbarkeit zu Atompolarisierbarkeit und die zugehörigen statistischen Fehler.

der Fehlerabschätzung die in Kap. 3.5. diskutierte Streifengenauigkeit von 0,02 Streifen zugrunde, so ergibt sich bei typischen Versuchsbedingungen für ß ein Fehler von etwa 30 %. Dieser Wert stimmt gut mit den Werten überein, welche die Fehlerrechnung für die Standardabweichung der Einzelmessung von ß ergibt: 18 % bei Argon, 28 % bei Krypton und 20 % bei Xenon. Dies zeigt noch einmal, daß die in Kap. 3.5. angegebene Genauigkeit von 0,02 Streifen durchaus realistisch ist.

Wenn man den Fehler bei der Einzelmessung von ß entscheidend verringern will, so muß man die Genauigkeit bei der Streifenverschiebung ganz erheblich steigern. Dies war mit den verfügbaren Mitteln nicht zu verwirklichen, wobei allerdings zu beachten ist, daß gerade für die Bestimmung der Streifenverschiebung schon ein sehr großer meßtechnischer Aufwand getrieben wurde (s. Kap. 3.4.). Geringe Verbesserungen ließen sich durch Verwendung noch stärkerer Laser für das Interferometer realisieren, wodurch das Signal-Rauschverhältnis verbessert würde. Außerdem müßten Verstärker, Dioden und Transienten-Rekorder eingesetzt werden, die eine noch größere Bandbreite als die verwendeten haben[1)]. Mit solchen Meßgeräten könnten die Amplitudeneinbrüche, welche die Normierung im Bereich des Umkehrpunktes erschweren (s. Kap. 3.4.), etwas verringert werden. An die Verstärker wäre als weitere Forderung eine bessere Linearität des Phasenganges bei hohen Frequenzen zu stellen. Da jedoch für die Durchführung der Messungen nur die 15-mW- bzw. 20-mW-Laser[2)] zur Verfügung standen und außerdem die verwendeten Verstärker schon die besten der zur Zeit der Versuchsdurchführung kommerziell erhältlichen

---

1) siehe Fußnote 2) und 3) auf Seite 24; siehe Fußnote 1) auf Seite 25 und Fußnote 1) auf Seite 29

2) siehe Fußnote 1) und 2) auf Seite 22

Verstärker waren, stellen die 0,02 Streifen das Optimum der erzielbaren Streifenauflösung dar.

Im folgenden sollen noch drei wesentliche Voraussetzungen diskutiert werden, welche der hier angewandten Methode zur Bestimmung von ß zugrunde liegen und deren eventuelle Nichterfüllung zu systematischen Fehlern Anlaß gäbe.

1) Wellenlängenunabhängigkeit von ß

Bristow /4/ führte seine Zweiwellenlängen-Messungen bei zwei verschiedenen Wellenlängenkombinationen durch. Er benutzte bei einem Teil seiner Experimente einen Rubin-Laser (694,35 nm - 347,175 nm) und bei einem anderen Teil einen Neodymlaser (1060 nm - 530 nm), wobei er die kürzere Wellenlänge jeweils durch Frequenzverdopplung erzeugte. Seine Ergebnisse für ß bei Argon zeigten bei diesen beiden Wellenlängenkombinationen keine Abweichungen voneinander, so daß die Annahme der Wellenlängenunabhängigkeit von ß zulässig ist.

2) Vernachlässigung der angeregten Zustände der Atome

Wesentliche Refraktivitätsbeiträge der angeregten Atome zur Gesamtrefraktivität würden statt des linearen Zusammenhanges in Gleichung (26) zu einem nichtlinearen Zusammenhang führen. Die Meßergebnisse für Argon, Krypton und Xenon zeigen jedoch bei großer Variation des Ionisationsgrades keine Abweichungen von einer Geraden (s. Kap. 4.1.). Dieses Ergebnis ist in Einklang mit den in Kap. 3.1. erwähnten theoretischen Abschätzungen.

3) Homogenität des Plasmas

Zur Abschätzung des Einflusses der Inhomogenitäten auf die Meßergebnisse wurden Modell-Rechnungen unter Annahme verschieden dicker Wandgrenzschichten durchgeführt. Das verwendete

Modell stützt sich auf die Tatsache, daß die Elektronendichte in den Wandgrenzschichten in Richtung zur kalten Rohrwand abnimmt /8/. Hieraus ergibt sich, daß die interferometrisch gemessene Elektronendichte kleiner ist als die tatsächlich in Rohrmitte vorhandene. Bei den Modell-Rechnungen wird vereinfachend angenommen, daß die Elektronendichte innerhalb der Wandgrenzschicht mit der Dicke d Null und im Plasma konstant ist. Die Neutralteilchendichte wird dagegen über den gesamten Rohrquerschnitt als konstant angenommen. Für die Auswertung bedeutet dies, daß die Formel (9) dahingehend modifiziert wird, daß die Elektronen- bzw. Ionendichte mit einer verkürzten Plasmalänge l_E multipliziert wird. l_E ergibt sich aus der Rohrbreite l, indem von l die doppelte Dicke d der Wandgrenzschicht subtrahiert wird. Die Formel (9) schreibt sich für dieses Modell in der Form:

$$\Delta s(\lambda) = \Delta(n-1)_{el} \cdot \frac{l_E}{\lambda} + \Delta(n-1)_i \cdot \frac{l_E}{\lambda} + \Delta(n-1)_a \cdot \frac{l}{\lambda} \qquad (27)$$

$$l_E = l - 2 \cdot d$$

d = Dicke der Wandgrenzschicht.

Auf der Basis dieser Formel wurde ß mit dem oben beschriebenen Auswertverfahren für verschiedene Grenzschichtdicken d bestimmt.[1)] Das Ergebnis dieser Modell-Rechnungen ist in Tab. 6 zusammengestellt. Zu beachten ist hier, daß für $d \neq 0$ in der zu Gleichung (26) analogen Formel nicht mehr der Ordinatenabschnitt + 1 steht, sondern l/l_E (in der Tab. 6 mit A_{theor} bezeichnet).

---

1) An dieser Stelle sei nochmals ausdrücklich darauf hingewiesen, daß sich bei der benutzten Stoßrohranlage auch bei früheren Messungen keine Ergebnisse zeigten, die auf eine größere Wandgrenzschichtdicke als 1 mm hingedeutet hätten.

Tabelle 6: Ergebnisse der Modell-Rechnungen zur Abschätzung des Einflusses der Wandgrenzschichten

Argon

d/mm	A_{exp}	A_{theor}	ΔA	β_{mN}
0	1,0071	1,0000	+ 0,0071	0,629
1	1,0214	1,0196	+ 0,0018	0,635
2	1,0361	1,0400	- 0,0039	0,642
3	1,0512	1,0612	- 0,0100	0,649

Krypton

d/mm	A_{exp}	A_{theor}	ΔA	β_{mN}
0	1,0013	1,0000	+ 0,0013	0,577
1	1,0175	1,0196	- 0,0021	0,561
2	1,0343	1,0400	- 0,0057	0,545
3	1,0516	1,0612	- 0,0096	0,530

Xenon

d/mm	A_{exp}	A_{theor}	ΔA	β_{mN}
0	1,0060	1,0000	+ 0,0060	0,528
1	1,0221	1,0196	+ 0,0025	0,512
2	1,0389	1,0400	- 0,0011	0,496
3	1,0561	1,0612	- 0,0051	0,480

Diese Abweichungen besitzen für alle drei Gase ein Minimum bei einer Wandgrenzschicht d von etwa 1 mm. Dieses Ergebnis der Modellrechnungen zeigt, daß die Abschätzung der Wandgrenzschicht d ≈ 1 mm durchaus realistisch ist. Der Wert ß ändert sich bei 1 mm Wandgrenzschicht gegenüber dem Wert ohne Wandgrenzschicht bei Argon um 1 %, bei Krypton und Xenon um jeweils 3 %.

Der Gesamtfehler für ß, der sich aus dieser Diskussion der systematischen Fehler und den berechneten statistischen Fehlern von etwa 5 % ergibt, liegt bei allen drei untersuchten Gasen sicher unter 10 %.

4.2. Vergleich mit den Werten anderer Autoren

Zum Vergleich der gemessenen ß-Werte bzw. Ionenpolarisierbarkeiten liegt lediglich für Argon ein experimenteller Wert vor. Berechnete Werte stehen dagegen für alle drei hier untersuchten Gase zur Verfügung. Die Daten sind in Tab. 7 aufgeführt.[1)]

Die Daten der Theoretiker sind in zwei Gruppen gegliedert. In der ersten Gruppe stehen die Werte der Autoren, die sowohl Atom- als auch Ionenpolarisierbarkeiten berechnet haben. Die zweite Gruppe enthält Werte von Autoren, die nur Atompolarisierbarkeiten berechnet haben: Teachout und Pack /49/ haben die Daten bis 1970 zusammengefaßt. Zusätzlich sind in der Tabelle die nach 1970 veröffentlichten Werte aufgeführt.

Der vom Autor dieser Arbeit in Kap. 4.1. für Argon angegebene ß-Wert von 0,629 $\pm$ 0,063 (mit Nebenbedingung) stimmt mit dem von Bristow /4/ ermittelten ß = 0,647 $\pm$ 0,041 innerhalb der angegebenen Fehlergrenzen sehr gut überein. Beim Vergleich von der in dieser Arbeit angegebenen Fehlergrenze mit der von Bristow muß beachtet werden, daß Bristow in seiner Fehlerangabe nur die statistischen Fehler berücksichtigt hat. Er gibt keine Abschätzung für die systematischen Fehler an, die vom Autor dieser Arbeit in Kap. 4.1. diskutiert worden sind und deren Einfluß auf ß sich in dem

---

1) Die in der Tabelle für diese Arbeit angegebenen Ionenpolarisierbarkeiten ergeben sich als Produkt aus dem gemessenen ß-Wert mit dem verwendeten Wert für die Atompolarisierbarkeit. Die ß-Werte der Theoretiker sind aus den von ihnen berechneten Atom- und Ionenpolarisierbarkeiten ermittelt.

Tabelle 7: Polarisierbarkeiten (in 10^{-24} cm^3) der Atome und Ionen der Edelgase Argon, Krypton und Xenon (Erläuterungen siehe nächste Seite)

Literaturhinweis Experiment	Ar	Kr	Xe	Ar^+	Kr^+	Xe^+	β_{Ar}	β_{Kr}	β_{Xe}	
/31/ Orcutt	1,642	2,48								
/41/ Dalgarno		2,48	4,05							
/32/ Allen	1,654	2,48	4,044							
/42/ Bristow				1,08			0,647			
diese Arbeit				1,03	1,41	2,14	0,63	0,57	0,53	
Theorie										**Methode**
/ 9/ Ascoli							0,72			S-KIRK
/11/ Tietz	2,06	3,06	3,69	$1,03^{\dagger}$	$1,88^{\dagger}$	$2,48^{\dagger}$	$0,50^{\dagger}$	$0,61^{\dagger}$	$0,67^{\dagger}$	KIRK-TF
/ 3/ Alpher	2,52			1,36			0,69			S-KIRK
/12/ Fraga	1,98	3,12	5,38	1,17	1,89	3,43	0,59	0,61	0,64	KIRK
/13/ Shevelko	2,07	3,12	3,78	1,03	1,37	2,96	0,5	0,44	0,78	TF
/14/ Witschel	1,40	2,00	3,00		1,3			0,65		TFDW
/43/ Meier				1,09						STERN
/49/ Teachout	1,8...2,44	2,54...3,47	2,99...5,99							
/44/ Bruch	2,86	3,68	4,10							TF-DIRAC
/45/ Manakov	1,941	2,68	4,02							
/46/ Pant	2,02	3,23								OPM
/47/ Eachran	1,59									CHF
/48/ Roy	1,54									CHF

Erläuterungen zur Tabelle 7

unterstrichene Werte: die in dieser Arbeit benutzten Werte für α_a (Dies sind die in der Literatur (z.B. /49/) als "beste" Werte bezeichneten)

† : wurden vom Autor dieser Arbeit nach den von Tietz /11/ angegebenen Formeln berechnet

S-KIRK : Slater-Kirkwood-Näherung

TF : Thomas-Fermi-Statistik

HF : Hartree-Fock-Näherung

TFDW : Thomas-Fermi-Dirac-Weizsäcker-Näherung

STERN : Sternheimer-Störungstheorie

OPM : Optimised Atomic Central Potential Model

CHF : Coupled Hartree-Fock-Näherung

angegebenen Fehler von 10 % widerspiegelt. Da die systematischen Fehler bei Bristow und hier etwa gleich sein dürften, ist es zulässig, einen Vergleich mit den statistischen Fehlergrenzen durchzuführen. An die Stelle des oben angegebenen Gesamtfehlers von $\pm$ 0,063 tritt dann für diese Arbeit der in Kap. 4.1. angegebene Fehler von $\pm$ 0,020. Auch innerhalb dieser wesentlich engeren Fehlergrenzen ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung mit Bristow.

Schwieriger gestaltet sich ein Vergleich mit den berechneten Werten, wie an Hand der Tab. 8 verdeutlicht werden soll.

Tabelle 8: Abweichung zwischen berechneten Werten für α_a, α_i und β und den gemessenen Werten

		Ar	Kr	Xe
Fraga	α_a	+ 20 %	+ 25 %	+ 35 %
	α_i	+ 15 %	+ 30 %	+ 60 %
	β	- 5 %	+ 5 %	+ 25 %
Shevelko	α_a	+ 25 %	+ 25 %	- 5 %
	α_i	0 %	- 5 %	+ 40 %
	β	- 20 %	- 25 %	+ 50 %
Tietz	α_a	+ 25 %	+ 25 %	- 10 %
	α_i	0 %	+ 30 %	+ 20 %
	β	- 20 %	+ 5 %	+ 30 %

In dieser Tabelle sind der Übersichtlichkeit halber nur die Autoren aufgeführt, die für alle drei Gase Rechnungen für die Atom- und Ionenpolarisierbarkeit vorlegen. Die Tabelle beinhaltet die prozentualen Abweichungen der berechneten Atompolarisierbarkeiten α_a von den in Tab. 7 unterstrichenen gemessenen Werten und der berechneten ß-Werte bzw. Ionenpolarisierbarkeiten α_i von den hier gemessenen Werten. Die Fehler sind auf 5 % auf- bzw. abgerundet.

Bei den α_a-Werten von Argon und Krypton ergeben sich bei den drei Autoren in guter Übereinstimmung etwa 25 % zu große Werte. Die entsprechenden Werte für Xenon differieren dagegen ganz erheblich, wobei Shevelko und Tietz zu kleine Werte berechnen und Fraga einen um 35 % zu großen Wert angibt. Hieraus kann geschlossen werden, daß die den statistischen Berechnungen zugrunde liegenden Modelle nicht bei allen Gasen gleich gut sind[1].

Betrachtet man die Werte dieser Autoren für die Ionenpolarisierbarkeit, so erkennt man bei den Werten von Fraga, daß die Abweichungen der α_i bei Ar und Kr in der gleichen Größe wie die der Atompolarisierbarkeiten liegen. Daraus ergibt sich für ß natürlich eine gute Übereinstimmung mit den gemessenen Werten. Für Xe ergeben sich größere Abweichungen, die wohl daher rühren, daß sein Modell die Verhältnisse bei schwereren Gasen schlechter beschreibt. Dies bestätigt auch der Fehler-Trend bei der Atompolarisierbarkeit, wo der Fehler von Ar über Kr bis Xe deutlich zunimmt. Derselbe Verlauf ergibt sich bei den berechneten Ionenpolarisierbarkeiten, jedoch mit erheblich steilerem Anstieg.

Während bei Fraga alle Werte offensichtlich systematisch zu groß sind, ist dies bei den beiden anderen Autoren nicht der Fall. Während die von Shevelko berechneten α_a-Werte für Ar und Kr um 25 % zu groß sind, so stimmen die berechneten α_i-Werte mit den gemessenen sehr gut überein. Für Xe ist je-

---

[1] In eklatanter Deutlichkeit zeigt sich dies auch bei den Berechnungen von Bruch (s. Tab. 7), dessen Argon-Wert um 75 % zu groß ist, der Xenon-Wert dagegen nur um 1 % zu groß berechnet wurde.

doch auch hier eine deutlich größere Abweichung bei den Ionenpolarisierbarkeiten festzustellen. Es ergibt sich hier ein geradezu umgekehrtes Verhältnis.Der Fehler bei der Atompolarisierbarkeit ist im Vergleich zu Argon und Krypton relativ klein (man beachte aber das umgekehrte Vorzeichen), der Fehler bei der Ionenpolarisierbarkeit ist deutlich größer. Hieraus ist zu schließen, daß das von Shevelko benutzte Modell die Atom- und die Ionenpolarisierbarkeit nicht gleich gut beschreibt. Wird nämlich α_a in guter Näherung berechnet, so ergeben sich größere Fehler bei α_i und umgekehrt. Man erkennt, daß es hier unzulässig ist, von Fehlern bei der Berechnung der Atompolarisierbarkeit auf Fehler bei der Ionenpolarisierbarkeit zu schließen.

Bei Tietz ist ein solches Verhalten bei Argon und Xenon zu erkennen, während die Verhältnisse bei Krypton denen bei Fraga entsprechen.

Ein Vergleich der berechneten Werte untereinander ergibt ebenfalls kein einheitliches Bild. So stimmen die Argon-Werte der Ionenpolarisierbarkeit von Shevelko und Tietz exakt überein und sind in ausgezeichneter Übereinstimmung mit dem in dieser Arbeit angegebenen Wert, während Fragas entsprechender Wert deutlich größer ist. Für die Ionenpolarisierbarkeit von Krypton erkennt man dagegen eine genaue Übereinstimmung bei Tietz und Fraga, während der Wert von Shevelko erheblich kleiner ist. Shevelkos Krypton-Wert, der in Übereinstimmung mit dem gemessenen Wert ist, wird durch den Wert von Witschel /14/ (s. Tab. 7) gestützt. Witschels Wert für die Atompolarisierbarkeit ist dagegen um 20 % zu klein, was im krassen Gegensatz zu den Berechnungen der drei anderen Autoren steht. Bei Xenon ist keine Übereinstimmung in den Werten der drei Autoren zu erkennen.

Will man ein Resümee aus dem Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Ionenpolarisierbarkeiten ziehen, so ergibt

sich folgendes Bild:

1) Wegen der starken Streuung der berechneten Werte erhält man kein einheitliches Bild. Es ergeben sich Abweichungen von einigen wenigen Prozent bis hin zu 60 %.

2) Die von Fraga angegebenen Werte sind offensichtlich systematisch zu groß.

3) Die den Berechnungen zugrunde gelegten Modelle liefern für die Atom- und Ionenpolarisierbarkeit Werte mit unterschiedlicher Genauigkeit und sind nicht bei allen Gasen gleich gut.

Da die Rechnungen, wie schon in der Einleitung erwähnt worden ist, kein einheitliches Bild für die Ionenpolarisierbarkeit liefern, waren zur Klärung der Situation Messungen unbedingt erforderlich. Mit der vorliegenden Arbeit sollte hierzu ein Beitrag geleistet werden.

5. Zusammenfassung

Die Polarisierbarkeit der Argon-, Krypton- und Xenon-Ionen wurde mit der Methode der Zweiwellenlängen-Interferometrie bestimmt.

Die Messungen wurden an Plasmen durchgeführt, die in einem Membranstoßwellenrohr erzeugt wurden. Bei Machzahlen von 11 bis 25 ergaben sich Elektronendichten im Bereich von einigen 10^{16} bis zu einigen 10^{17} cm^{-3}, Neutralteilchendichten bis zu einigen $10^{18} cm^{-3}$ und Temperaturen zwischen 9000 K und 13500 K.

Die Zustandsgrößen des Plasmas wurden folgendermaßen bestimmt: Die Elektronendichte wurde aus Messungen der Plasmarefraktivität bei zwei Wellenlängen ermittelt. Diese Messungen wurden mit einem modifizierten Michelson-Interferometer mit photoelektrischer Detektion durchgeführt, wobei zur genauen Streifenlokalisierung der zeitliche Intensitätsverlauf für jede Wellenlänge bei zwei Polarisationsrichtungen mit 90^{o}-Phasendifferenz gemessen wurde.

Die Registrierung der vier Interferogramme wurde mit vier Transienten-Rekordern durchgeführt. Eine Amplitudenkalibrierung der Interferometersignale wurde dadurch vorgenommen, daß der Meßarmspiegel des Interferometers auf einem elektromechanischen Schwinger angebracht war und die Registrierung mit zwei verschiedenen Zeitbasen erfolgte. Die in den Transienten-Rekordern mit einer Sample-Rate von 50 µs bzw. 20 ns digitalisierten Signale wurden auf Lochstreifen archiviert und standen zur weiteren Auswertung in einem Rechner zur Verfügung. Mit dieser Anordnung wurde eine Streifenlokalisierung von 0,02 Streifen erreicht, was einen Fehler von weniger als 1 % in der Elektronendichtemessung bedeutet.

Die Neutralteilchendichte wurde mit Hilfe der Rankine-Hugoniot-Gleichungen aus der gemessenen Elektronendichte berechnet.

Für das Verhältnis der Ionenpolarisierbarkeit zur bekannten Atompolarisierbarkeit ergab sich 0,629 bei Argon, 0,577 bei Krypton und 0,528 bei Xenon. Der statistische Fehler dieser Werte beträgt etwa 5 %, der Gesamtfehler ist kleiner als 10 %.

Literaturverzeichnis

/ 1/ W. Neumann — Spektroskopische Methoden der Plasmadiagnostik in: Ergebnisse der Plasmaphysik und der Gaselektronik (Band1), Hrg.: R. Rompe, M. Steenbeck Akademie Verlag (1967)

/ 2/ R.A. Alpher, D.R. White — Phys. Fluids 2, 162 (1959)

/ 3/ R.A. Alpher, D.R. White — Optical Interferometry in: Plasma Diagnostic Techniques, Hrg.: R.H. Huddelstone, S.L. Leonard Academic Press, New York (1965)

/ 4/ M.P.F. Bristow — UTIAS Report No. 158 (1971)

/ 5/ D. Meiners, C.O. Weiss — Z. Naturforsch., 28a, 1294 (1973)

/ 6/ D. Baum, J. Hackmann, J. Uhlenbusch — Plasma Phys., 17, 79 (1975)

/ 7/ A.A. Kon'kov, A.I. Sokolov — High Temp., 14, 833 (1976)

/ 8/ T. Reese — Dissertation TU Hannover (1976)

/ 9/ U. Ascoli-Bartoli, A. De Angelis, S. Martellucci — Il Nuovo Cimento, 18, 1116 (1960)

/10/ T.M. Miller, B. Bederson — Advan. Atomic a. Molecular Physic, 13, 1 (1977)

/11/ T. Tietz — Ann. Physik, 6, 202 (1960)

/12/ S. Fraga, J. Karwowski, K.M.S. Saxena — Handbook of Atomic Data, Elsevier Scientific Publishing Company (1976)

/13/ V.P. Shevelko, A.V. Vinogradow — Physica Scripta, 19, 275 (1979)

/14/ W. Witschel, J. Haars — Z. Naturforsch., 30a, 876 (1975)

/15/ C.O. Weiss — Forschungsbericht BMFT-FB K 73-14

/16/ H. Oertel — Stossrohre, Springer Verlag, Wien (1966)

/17/ J.N. Bradley — Shock Waves in Chemistry and Physics, Methuen & Co, London (1962)

/18/ A.G. Gaydon, I.R. Hurle — The Shock Tube in High Temperature Physics, Chapman-Hall LtD., London (1963)

/19/ J.K. Wright — Shock Tubes, Wiley & Sons, New York (1962)

/20/ H. Rybach — Persönliche Mitteilung

/21/ P. Klein — Dissertation
Univ. Düsseldorf (1975)

/22/ M. Born — Optik
Springer Verlag, Berlin (1972)

/23/ R.E. Cohen
J.W.M. Du Mont — Rev. Mod. Phys., 37, 537 (1965)

/24/ A. Dalgarno — Advan. Phys., 11, 281 (1962)

/25/ P. Gombas — Die statistische Theorie des Atoms und ihre Anwendungen
Springer Verlag, Wien (1949)

/26/ E.J. Robinson
J. Levine
B. Bederson — Phys. Rev., 146, 95 (1966)

/27/ E. Pollack
E.J. Robinson
B. Bederson — Phys. Rev., 134, A 1210 (1964)

/28/ G.E. Ice
R.E. Olson — Phys. Rev. A, 11, 111 (1975)

/29/ D. Meiners
C.O. Weiss — J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf., 16, 273 (1976)

/30/ P. Quick — Elektronikpraxis, 10, 7 (1977)

/31/ R.H. Orcutt
R.H. Cole — J. Chem. Phys., 46, 697 (1976)

/32/ G.W. Allen — Astrophysical Quantities
Athlone Press, Univ. of London (1973)

/33/ E.R. Peck
D.J. Fisher
J. Opt. Soc. Am., 54, 1362 (1964)

/34/ G.I. Chashchina
E.Y. Schreider
Opt. Spectrosc., 27, 79 (1968)

/35/ H. Nett
IPP-Forschungsbericht 3/43
Garching (1966)

/36/ D.A. Frank-Kamenezki
Vorlesung über Plasmaphysik
Deutscher Verlag der Wissenschaft, Berlin (1967)

/37/ H.R. Griem
Phys. Rev., 128, 997 (1962)

/38/ H.W. Drawin
P. Felenbok
Data for Plasmas in Local Thermodynamic Equilibrium
Gauthier-Villars, Paris (1965)

/39/ H.N. Olsen
J. Quant. Spectrosc. Radiat Transf., 3, 305 (1963)

/40/ F. Kohlrausch
Praktische Physik, Band 3
Teubner Verlag, Stuttgart (1968)

/41/ A. Dalgarno
A.E. Kingston
Proc. Roy. Soc. (London), A 259, 424 (1960)

/42/ M.P.F. Bristow
I.I. Glass
Phys. Fluids, 15, 2066 (1972)

/43/ P. Meier
R.J. Sandemann
M. Andrews
J. Phys. B, 7, L 339 (1974)

/44/ L.W. Bruch
A.P. Lehnen
J. Chem. Phys., 64, 2065 (1976)

/45/ N.L. Manakov
V.D. Ovsiannikov
J. Phys. B, 10, 569 (1976)

/46/ M.M. Pant
J.D. Talman
Phys. Lett., 68A, 154 (1978)

/47/ R.P. Eachran
A.G. Ryman
A.D. Stauffer
J. Phys. B, 10, L 681 (1977)

/48/ H.P. Roy
A. Gupta
P.K. Mukherjee
Int. J. Quant. Chem., 12, 1 (1977)

/49/ R.R. Teachout
R.T. Pack
Atomic Data, 3, 195 (1971)

Anhang

Programm-Liste für Betriebssystem
TEKTRONIX SPS

(Beschreibung des Programms s. Kap. 3.6.)

```
1 REM -- AUSWERTPROGRAMM FUER NE, X, Y UND BETA-WERTE
2 REM -- PROGRAMM ABGESPEICHERT: FLOPPY FE1 -- 'T7.BAS'
3 REM -- FASSUNG VOM 12-7-79
10 PAGE\PI=3.141593
20 LP=.104
30 L1=6.328E-07\L2=1.09E-06
40 PRINT CHR(7)\PRINT 'L2=1.09 MYM'\PRINT CHR(7)
50 PRINT 'FILENAME'
60 INPUT FN$
70 PRINT 'DIM VON A6,B6,C6';
80 INPUT DD
90 DIM A6(DD),B6(DD),C6(DD)
100 LL=-1
110 OPEN #2 AS DX1:FN$ FOR READ
120 READ #2,FN$,ZV
130 FOR ZZ=1 TO ZV
140 READ #2,V9,EL,P0,T0,ZR,ZI
150 DELETE SR,SI
160 DIM SR(ZR),SI(ZI)
170 READ #2,SR(1:ZR)
180 READ #2,SI(1:ZI)
190 GOSUB EL OF 2100,2200,2300
200 REM BERECHNUNG DER STREIFENVERSCHIEBUNGEN S1 UND S2
210 REM VOR DER STOSSFRONT GEGEN VAKUUM
220 N0=P0*3.5372E+22*273.15/(273.15+T0)
230 S1=2*PI*AR*N0*LP/L1
240 S2=2*PI*AI*N0*LP/L2
250 FOR NR=1 TO ZR
260 FOR NI=1 TO ZI
270 D1=S1+SR(NR)\D2=S2+SI(NI)
280 OPEN #1 AS LP:FOR WRITE
290 PRINT #1,'VERSUCHSNUMMER:';TAB(15);V9;TAB(30);P0;TAB(38);'TORR';TAB(43);
300 PRINT #1,ET$;TAB(75);V9;NR;NI
310 PRINT #1,'                    ';TAB(30);T0;TAB(38);'GRAD CELSIUS'
320 PRINT #1\PRINT #1
330 PRINT #1,'STREIFENVERSCHIEBUNG  ROT:       VOR DER STOSSFRONT:';S1
340 PRINT #1,'                                 GEMESSEN:          ';SR(NR)
350 PRINT #1,'                                 SUMME:             ';D1
360 PRINT #1
370 PRINT #1,'STREIFENVERSCHIEBUNG  INFRAROT:  VOR DER STOSSFRONT:';S2
380 PRINT #1,'                                 GEMESSEN:          ';SI(NI)
390 PRINT #1,'                                 SUMME:             ';D2
400 PRINT #1\PRINT #1
410 REM BERECHNUNG VON NE AUS DEN STREIFENVERSCHIEBUNGEN
420 REM BERECHNUNG VON SCHAETZWERTEN FUER NA UND T
430 Y=L2*L2-GA*L1*L1
440 NE=(GA*D1*L1-D2*L2)/(2.8177E-15/2/PI)/Y/LP
450 NA=(D1*L2-D2*L1)*L1*L2/(2*PI*AR)/Y/LP-BE*NE
460 TS=12000
470 Q1=NE/NA*NE*G4-TS^1.5*EXP(-E2/TS)
480 Q2=-EXP(-E2/TS)*(1.5*SQR(TS)+E2/SQR(TS))
490 Q3=Q1/Q2\IF ABS(Q3)<.1 THEN 510
500 TS=TS-Q3\GOTO 470
510 PRINT #1,'ELEKTRONENDICHTE NE =  ';NE/1000000;' CM^-3';
520 PRINT #1,TAB(45);'NAEHERUNG: NA =  ';NA/1000000;' CM^-3'
530 PRINT #1,TAB(56);'TS =  ';TS;' KELVIN'
540 PRINT #1\PRINT #1
550 PRINT #1,'BERECHNUNG DES PLASMAZUSTANDS BEI VORGEGEBENEM NE MIT RH-GLN'
560 PRINT #1
570 PRINT #1,TAB(1);'T';TAB(12);'NE';TAB(26);'N0';TAB(40);'V0';
```

```
580 PRINT #1,TAB(50);"RH1/RH0";TAB(60);"P1/P0";TAB(70);"NE/NA"
590 PRINT #1,
600 T8=T0\R8=R0\P8=P0\V8=V0
610 T0=T0+273.15
620 R0=R9*273.15/T0*P0/760
630 P0=P0*133.3224
640 V0=V0*1000
650 X0=R0*V0*V0/P0
660 GOSUB 4000
670 M2=V0*V0/G0/P0*R0
680 DS=(G0+1)*M2/((G0-1)*M2+2)
690 T0=T8\R0=R8\P0=P8\V0=V8
700 PRINT #1\PRINT #1
710 PRINT #1,"STREIFENVERSCIEBUNG ROT:       IN DER STOSSFRONT:";S1*(DS-1)
720 PRINT #1,"STREIFENVERSCHIEBUNG INFRAROT:  IN DER STOSSFRONT:";S2*(DS-1)
730 PRINT #1\PRINT #1
740 PRINT #1,"BESTIMMUNG VON BETA"\PRINT #1
750 X=N1/NA
760 Y=K1/NA*(L2*D1-L1*D2)
770 B=(Y-1)/X
780 PRINT #1,"X =";X,"Y =";Y,"BETA =";B
790 LL=LL+1
800 A6(LL)=X\B6(LL)=Y\C6(LL)=B
810 CLOSE #1
1500 NEXT NI
1510 NEXT NR
1520 NEXT ZZ
1530 CLOSE #2
1540 FR$="1"
1550 FK$=FN$&FR$&".DAT"
1560 OPEN #2 AS DX1:FK$ FOR WRITE
1570 WRITE #2,A6,B6,C6
1580 OPEN #1 AS LP:FOR WRITE
1590 PRINT #1,"X,Y UND BETA-WERTE IM FILE: ";FK$;" ABGESPEICHERT"
2000 END
2100 REM DATEN FUER ARGON
2110 ET$="A R G O N"
2120 E=15.755\E2=E*11604.9
2130 M=39.948*1.66055E-27
2140 G0=1.648\R9=1.784
2150 AR=1.642E-30\GA=.9909\AI=AR*GA\BE=.67
2160 K1=((L1*L2/2/PI/LP)/(L2*L2-L1*L1*GA))/AR
2170 G4=3.6529E-23
2180 V0=5
2190 RETURN\STOP
2200 REM DATEN FUER KRYPTON
2210 ET$="K R Y P T O N"
2220 E=13.996\E2=E*11604.9
2230 M=83.8*1.66055E-27
2240 G0=1.69\R9=3.744
2250 AR=2.48E-30\GA=.9866\AI=AR*GA\BE=1
2260 K1=((L1*L2/2/PI/LP)/(L2*L2-L1*L1*GA))/AR
2270 G4=4.133378E-23
2280 V0=2.5
2290 RETURN\STOP
2300 REM -- DATEN FUER XENON
2310 ET$="X E N O N"
2320 E=12.127\E2=E*11604.9
2330 M=131.3*1.66055E-27
2340 G0=1.66\R9=5.897
```

```
2350 AR=4.043998E-30\GA=.98204\AI=AR*GA\BE=.7
2360 K1=((L1*L2/2/PI/LP)/(L2*L2-L1*L1*GA))/AR
2370 G4=4.741864E-23
2380 V0=8
2390 RETURN\STOP
4000 REM SUBROUTINE BERECHNUNG DES PLASMAZUSTANDS BEI VORGEGEBENEM NE
4010 T=TS\TD=256
4020 GOSUB 5000\IF N1=NE THEN 4190
4030 IF N1>NE THEN 4090
4040 T4=TS\T=TS+TD
4050 GOSUB 5000\IF N1=NE THEN 4190
4060 IF N1>NE THEN 4080
4070 TD=2*TD\GOTO 4040
4080 T5=T\GOTO 4140
4090 T5=TS\T=TS-TD
4100 GOSUB 5000\IF N1=NE THEN 4190
4110 IF N1<NE THEN 4130
4120 TD=2*TD\GOTO 4090
4130 T4=T
4140 TD=TD/2\IF TD<.4 THEN 4190
4150 T=T4+TD
4160 GOSUB 5000\IF N1=NE THEN 4190
4170 IF N1>NE THEN 4140
4180 T4=T\GOTO 4140
4190 RETURN\STOP
5000 REM BERECHNUNG DES PLASMAZUSTANDS BEI VORGEGEBENER TEMPERATUR
5010 T1=T*1.38062E-23
5020 N9=0
5030 N8=9.999995E+21
5040 FOR I=1 TO 30
5050 N1=N9+I*N8
5060 N2=2*N1
5070 E1=(E-2.09E-08*SQR(N2*1E-06/T))*1.602192E-19
5080 GOSUB E1 OF 5500,5600,5700
5090 S=4.8291E+21*Z1/Z0*T^1.5*EXP(-E1/T1)
5100 NA=N1/S*N1
5110 P1=(NA+N2)*T1
5120 R1=(NA+N1)*M
5130 H1=2.5*P1+N1*(E1+A1)+NA*A0
5140 G1=H1/(H1-P1)
5150 F1=R0/R1
5160 E9=2*(G1+1)*(G0-G1)*X0/(G0-1)/(G1-X0)/(G1-X0)
5170 F2=1+(G1/X0-1)/(G1+1)*(1+SQR(1+E9))
5180 IF F1>F2 THEN 5200
5190 GOTO 5210
5200 NEXT I
5210 X0=((G1+1)*P1/P0-1)/(1+SQR(1+E9))
5220 N9=N1-2*N8
5230 IF N9>0 THEN 5250
5240 N9=0
5250 N8=N8/10
5260 IF N8>5E+17 THEN 5040
5270 V0=SQR(X0*P0/R0)
5280 PRINT #1,T;TAB(11);N1/1000000;TAB(25);NA/1000000;TAB(39);V0/1000;
5290 PRINT #1,TAB(49);R1/R0;TAB(59);P1/P0;TAB(69);N1/NA
5300 RETURN\STOP
5500 REM -- ZUSTANDSSUMME UND ANREGUNGSENERGIE FUER ARGON
5510 REM -- 10000 BIS 15000 K
5520 Z0=1+EXP(9.124E-04*(T-13468)-4.61)
5530 A0=T*T1/Z0*9.124E-04*(Z0-1)
```

```
5540 Z1=4.7413+1.7732E-04*T-1.2906E-08*T*T+4.727E-13*T^3-6.889978E-18*T^4
5550 A1=T*T1/Z1*(1.7732E-04-2*1.2906E-08*T+3*4.727E-13*T*T-4*6.889978E-18*T^3
5560 RETURN\STOP
5600 REM -- ZUSTANDSSUMME UND ANREGUNGSENERGIE FUER KRYPTON
5610 REM -- 10000 BIS 15000 K
5620 Z0=1+1700*EXP(-146100/T)
5630 A0=T*T1/Z0*(1700*146100/(T*T)*EXP(-146100/T))
5640 Z1=4+2*EXP(-5371*1.439/T)
5650 A1=T*T1/Z1*(2*5371*1.439/(T*T)*EXP(-5371*1.439/T))
5660 RETURN\STOP
5700 REM -- ZUSTANDSSUMME UND ANREGUNGSENERGIE FUER XENON
5710 REM -- 10000 BIS 15000 K
5720 Z0=1+8.495703E-08*EXP(1.16E-03*T)
5730 A0=T*T1/Z0*(8.495702E-08*1.16E-03*EXP(1.16E-03*T))
5740 Z1=1.9086+6.376E-04*T-6.4786E-08*T*T+3.244E-12*T^3-6.121998E-17*T^4
5750 A1=T*T1/Z1*(6.376E-04-2*6.4786E-08*T+3*3.244E-12*T*T-4*6.121998E-17*T^3)
5760 RETURN\STOP
```

Dank

Die vorliegende Arbeit wurde am Physikalischen Institut I der Universität Düsseldorf angefertigt.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Professor Dr. D. Meiners, der mir das Thema der Arbeit überlassen hat und der mit seinem beständigen Interesse sowie wertvollen Diskussionen und Anregungen den Fortgang und Abschluß der Arbeit wesentlich gefördert hat.

Dem Direktor des Physikalischen Institutes I, Herrn Professor Dr. G. Decker, sowie seinem Vorgänger, Herrn Professor Dr. J. van Calker, danke ich herzlich für die großzügige Bereitstellung der Arbeitsmöglichkeit und der Geräte.

Den Mitarbeitern der mechanischen Werkstatt, Herrn H. Hoffmann und Herrn K.H. Nitribitt, unter der Leitung von Herrn G. Bölke, danke ich für die sorgfältige Anfertigung wichtiger Teile der Apparatur.

Allen Mitarbeitern des Institutes möchte ich für die kollegiale Zusammenarbeit danken.

Die vorliegende Arbeit wurde durch eine Sachmittelbeihilfe des Landes Nordrhein-Westfalen gefördert (FA 7915).

Lebenslauf

Am 3. 12. 1947 wurde ich als Sohn des kaufmännischen Angestellten Peter Ferfers und seiner Ehefrau Margarete, geborene Leisse, in Neuss geboren.

Im Jahre 1954 wurde ich in die katholische Volksschule St. Dreikönigen in Neuss eingeschult. Nach vier Jahren wechselte ich auf das Theodor-Schwann-Gymnasium in Neuss, wo ich 1966 mein Abitur ablegte.

Anschließend diente ich als Soldat auf Zeit zwei Jahre bei der Bundeswehr in Stadtoldendorf, die ich 1969 als Fähnrich der Reserve verließ.

Zum Wintersemester 1968/69 begann ich das Studium der Mathematik an der Universität Düsseldorf. Im Wintersemester 1970/71 nahm ich zusätzlich das Physik-Studium auf. Im Physikalischen Institut I wurde mir zu Beginn dieses Semesters die Stelle einer studentischen Hilfskraft übertragen, die ich bis zum Abschluß meines Studiums ohne Unterbrechungen innehatte. Am 5. 2. 1975 legte ich an der Universität Düsseldorf die Diplom-Physiker-Prüfung ab.

Seit April 1975 arbeite ich am Physikalischen Institut I der Universität Düsseldorf, bis Dezember 1975 als Wissenschaftlicher Angestellter, von Januar 1976 bis März 1980 als Wissenschaftlicher Assistent und danach als Wissenschaftlicher Mitarbeiter.

Im April 1978 habe ich Frl. Gisela Fisser geheiratet.

FOTODRUCK J. MAINZ – Telefon: (02 41) 2 73 05
Neupforte 13, Nähe Markt, 5100 Aachen